

# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

Novobátzky Károly : Köszöntő  
Neugebauer Tibor : A szupravezetés  
Turchányi György : A Szovjetúnió szakköreiről

## FELADATOK :

S. P. : Eötvös Loránd fizikai tanulmányverseny  
Selényi Pál : Hol a hiba ?  
Vermes Miklós : Feladat

## LABORATÓRIUM :

Gyulai Zoltán : Néhány előadási kísérlet  
Orvosi Fizikai Intézet  
munkaközössége : Fotometer és kolorimeter (tanulói mérések céljára)  
Öveges József : A háromféle rádióaktív sugárzás kimutatása egy-  
szerű anyagokkal és eszközökkel  
Vermes Miklós : Kísérlet a szabadesés úttörvényének megfigyelésére

## HÍREK :

Hoffmann Tiborné : Hogyan igyekszik segíteni az E. L. F. T. a fizika-  
tanárok munkáján ?  
Cornides István : Az egyetemi és a középiskolai fizikaoktatás kap-  
csolatai  
Koczás Gyula : A budapesti egyetemen orvosi fizikai intézet  
létesült  
Egyesületi hírek



SZERKESZTŐBIZOTTSÁG:

*Elnök:* Koczkás Gyula

*Tagok:* Faragó Péter, Hoffmann Tibor, Neugebauer Tibor,  
Öveges József, Selényi Pál, Szigeti György.

Szerkesztőség : Budapest, V., Reáltanoda-u. 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távfeszélő : 187-428.

Оглавление.

1. <i>Новобачки Кароль</i> : Приветственное слово . . . . .	1	9. <i>Эвегеш Йозсеф</i> : Доказательство трехобразного радиоактивного излучения помощью простых материалов и средств . . . . .	17
2. <i>Найгебауер Тибор</i> : Супрапроводимость . . . . .	2	10. <i>Вермеш Миклош</i> : Попытка для наблюдения закона пути свободного падения . . . . .	21
3. <i>Турчани Дьердь</i> : О профессиональных кружках Советского Союза . . . . .	7	11. <i>Т. Хофманова</i> : Как помогает Физическое Общество им. Этвеш Лоранд в труде преподавателем по физике . . . . .	22
4. <i>Ш. П.</i> : Физическое соревнование учеников института имени Этвеш Лоранд . . . . .	10	12. <i>Корнидес Иштван</i> : Связи обучения университетской и среднешкольной физики . . . . .	24
5. <i>Шелени Пал</i> : Где ошибка ? . . . . .	13	13. <i>Коцкаш Дюла</i> : На университете в Будапеште создан медицинскофизический институт . . . . .	25
6. <i>Вермеш Миклош</i> : Задание . . . . .	13	14. Известия общества . . . . .	27
7. <i>Дюлаи Золтан</i> : Несколько преподавательских испытаний . . . . .	14		
8. <i>Коцкаш Дюла</i> : Фотометр и полариметр . . . . .	16		



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Felelős szerkesztő: KOCZKÁS GYULA

I. évfolyam.

I. szám.

1950. szeptember.

## Köszöntő

A meginduló Fizikai Szemle társadalmi és tudományos hivatást óhajt betölteni. Korunk elutasíthatatlan követelménye, hogy a szellemtudományokból kisarjadzott eddigi világnézet helyet engedjen annak az egyetemes szemléletnek, melyet a természettudomány alakít ki a gondolkodó elmében. A Szemle összefüggő cikksorozatok közöl egy-egy fizikai diszciplína fejlődéséről és az olvasó személyes élményként veheti tudomásul azokat a tapasztalat alapján építő módszereket, a valóság korlátfájába fogódzkodó gondolati formákat, melyeket áthidalhatatlan úr választ el a dogmák kísértetvilágától. Vannak már kitűnő folyóirataink, melyek ugyancsak a természettudományi valóságérzék széleskörű kifejlesztésén dolgoznak, de ezek általában a nagyközönség felé tájékozódnak. A Fizikai Szemle elsősorban a szakfizikusok lapja. Nem kisebb célt tűzött maga elé, mint hogy ennek az értékes rétegnek összefogó szerve és irányítója legyen.

A mai társadalom széleslátókörű vezetői nem egyszer jelentették ki nyomatékos hanghordozással, hogy iparunk gyorsütemű fejlődésének egyik nélkülözhetetlen feltétele a korszerű fizikus együttműködése az üzemek mérnökeivel. Állapítsuk meg tárgyilagosan, milyenek a viszonyok ma. A technikai fizikusok első csapata még csak néhány év múlva hagyja el az egyetemet. A fizikusok tábora ma még kizárólag a középiskolák fizikus tanárai-ból áll. Zömük abban a pillanatban szakadt el a fejlődő tudománytól, amelyben elhagyta az egyetemet. Hogy ez mit jelent, arra csak az tud feleletet adni, aki helyzeténél fogva a szakfolyóiratok tudományos termelését rendszeresen áttekintheti. Lélekzetfojtó iramban fejlődik a fizika, a világnak ez a legelső tudománya, melyet fontosságban más meg sem közelíthet. Nem hiába nevezte Einstein ötödik nagyhatalomnak. A mérőfizika hihetetlenül merész és hihetetlenül költséges módszerekkel kisérti az elemi részecskék utolsó rejtelmét, az elmélet pedig sorra vizsgálja a lehetőségeket a természeti történet logikai áthatására. És mindebből a hivatásos hazai fizikus nem vehet tudomásul semmit. A költséges folyóiratok tömeges járatására valutáris szempont-

ból gondolni sem lehet, de tanulmányozásuk különben is rendszeresen megosztott munkát kíván.

Ezen az áldatlan állapoton kíván a Fizikai Szemle gyökeresen változtatni. Feladatául tűzte ki, hogy lelkiismeretes irodalmi szemelvényezés után a legsürgősebb témaköröket közérthetően leközzölje. Nem téveszti szem elől a didaktikai követelményeket sem. In medias res módszerrel tárgyalni olyan kiragadott problémákat, melyek elszigeteltségükben érthetetlenek, könnyű, de teljesen meddő eljárás. A lap szerkesztősége sürgősségi sorrendet állapított meg az egyes közleményekre vonatkozólag és minden tárgykört fejlődési folyamatán végig hézagmentesen fog bemutatni. Aki a Fizikai Szemlét rendszeresen olvasni fogja, összefüggő egységként ismeri meg a probléma kialakulását és különösen mai állapotát. Könnyen olvasható újságot kap, amely mérőföldekkel növeli távlatát és végre-valahára kapcsolatba hozza a világgal, amelyhez hivatásánál fogva tartozik.

A szerkesztőség tudatában van annak is, hogy nagy hiba volna az olvasók öntevékenységének kikapcsolása. Éppen ezért feladatokat fog kitűzni és úgy a megoldók neveit, valamint a legszebb megoldásokat is közölni fogja. Egyszersmind tervbe vette, hogy külön rovatot nyit az újszerű vagy különösen szemléletes és megkapó bemutató kísérletek ismertetésére. Valószínű, hogy e körül a rovat körül fog kikristályosodni az iskolai laboratóriumok standard-felszerelésének programja.

Kedves Kartárs! Bizonyosan tisztában vagy azzal, hogy a Fizikai Szemle nem profitéhes vállalat kiadványa. Bizonyosan tudod, hogy feléd kinyújtott segítő kéz, mely kiragad a süppedékből és biztos talajra állít. Ragadd meg ezt a kezdet a szeretettel, amellyel feléd nyújtják. Lehetetlen, hogy ne éreznéd a hajnal szimatát. A tudomány területén is tetté vedlik a lázasan türelmetlen vágy, hogy századok mulasztását pótoljuk, hozzáink méltó állapotokat teremtsünk. A Te szűkebb tájaidon a Fizikai Szemle vállalja az útmutató szerepét. Kövesd a haladás nevében.

*Novobátzky Károly*  
Egyet. Fiz. Int. Budapest



## A szupravezetés

Amint tudjuk, fémek elektromos ellenállása normális hőmérsékleten a hőmérséklettel nő és ezt a tapasztalatot az elmélet is igazolja. Már *Drude* és *Lorentz* klasszikus elektronelmélete szerint is az ellenállás az abszolút hőmérséklet négyzetgyökével arányos. Persze, ez a klasszikus elmélet ma már teljesen elavult, azonban az elektromos ellenállásnak modern hullámmechanikai elmélete szerint is, amely *Bloch*-tól származik, normális hőmérsékleten az ellenállás az abszolút hőmérséklettel, míg igen alacsony hőmérsékleten ennek ötödik hatványával arányos. Ezen elméleti eredményeket a kísérletek igazolják is olyan mérvben, amint ez várható; tudjuk ugyanis, hogy a fémek elektronelmélete csak egy ideális határesetet tárgyal (mely szerint szabad elektronok mozognak egy periódusos erőterben) és ezért az eredményei inkább csak kvalitatívek. Tény azonban, hogy a fémek ellenállása alacsony hőmérsékleten a hőmérsékletnek egy magasabb hatványával arányos. Ha tehát extrapolálunk az abszolút zéruspontra, ott az ellenállásnak el kell tűnnie.

Igen meglepő volt azért *Kamerlingh Onnes*-nek az az 1911-ben tett felfedezése, hogy egyes fémek elektromos ellenállása az abszolút zéruspont fölött néhány fokkal úgyszólván hirtelen teljesen eltűnik. Higanynál, amellyel ő eredetileg kísérletezett, ez  $4,17^\circ\text{K}$ -nél következik be, alumíniumnál  $1,14^\circ\text{K}$ -nél ónnál  $3,69^\circ\text{K}$ -nél, ólomnál  $7,26^\circ\text{K}$ -nál stb., az abszolút zéruspont fölött.

Hogy belássuk ezen jelenség elméleti értelmezésének nehézségeit, vegyük először szemügyre az elektromos ellenállás klasszikus és modern elméletét. *Drude* és *Lorentz* klasszikus elektronelmélete szerint a fémek belsejében szabad elektronok vannak, melyek tulajdonképpen a fématomok levált vegyértékelektronjai. Ezek a fém belsejében úgy viselkednek, mint egy gáz és rájuk az említett szerzők az akkor egyedül ismeretes és minden esetben érvényesnek vélt klasszikus *Boltzmann*-statisztikát alkalmazták. Eszerint az elektronok, ha elektromos tér nincs jelen, a fém belsejében össze-vissza mozognak, mint a gázmolekulák egy gázban. Ha azonban a kérdéses fémdarab két végpontja között egy elektromotoros erő alkalmazunk (pl. galvánelemet kapcsolunk rá), akkor minden elektronra hat a felépítő elektromos tér és az előbb említett rendszeren mozgásra egy egyirányú áramlás szuperponálódik. Ennek dacára sem lép azonban fel egy állandóan gyorsuló mozgás, mert az elektronok mozgásuk közben állandóan a fémionokba ütköznek és ezeknek mozgási energiájuk egy részét leadják. Tehát végeredményben egy állandó közepsebességű áramlás lép fel, melyet mi mint elektromos áramot észlelünk; az elektronoknak a rácson való ütközése okozza az elektromos ellenállást, míg a rácson áthaladó felvett ütközési energiát, melynek folytán ezek rezgésbe jönnek, mi mint *Joule*-féle hőt észleljük. Egészen világos, hogy ezen elmélet alapján a szupravezetést nem lehet meg-

magyarázni, mert semmi módon nem lehet levitatni azt a körülményt, hogy az elektronok a rácson ütköznek. A fémeknek ez a klasszikus elektronelmélete a normális ellenállást igen jól látszott megmagyarázni, de más téren súlyos ellenmondásokra vezetett a tapasztalattal. A fém belsejében lévő elektrongáznak t. i. fajhőjének is kellene lennie, még pedig, mivel a klasszikus statisztika szerint minden szabadsági fokra  $\frac{1}{2} R$  fajhő, vagy helyesebben atomhő, jut ( $R$  az abszolút gázállandó), azért megfelelően a mozgás 3 szabadsági fokának  $\frac{3}{2} R$  nagyságú additív fajhőnek kellene minden fémnél az elektrongáz jelenléte miatt a normális fajhőhöz járulnia, de ennek kísérleti úton a nyomát sem találja.

A kvantummechanika és ezzel kapcsolatban a *Fermi—Dirac*-statisztika felfedezése után *Sommerfeld*-nek sikerült ezt a paradoxont megmagyaráznia. Ő a fém belsejében lévő elektrongázra a klasszikus *Boltzmann*-statisztika helyett az elektronok esetében kizárólag érvényes *Fermi—Dirac*-statisztikát alkalmazta és kimutatta, hogy ekkor a kérdéses fajhő tényleg eltűnik, amint azt mindjárt beláthatjuk, ha meggondoljuk, hogy a fém belsejében lévő elektrongáz teljesen el van »fajulva«, ami azt jelenti, hogy minden elektron a *Fermi—Dirac*-statisztika által megengedett legmélyebb energiaállapotban van. Tehát a fém lehűtésével már nem tudunk tőlük energiát elvonni, vagyis az elektrongáz fajhője zérussal egyenlő.

A fajhő problémáját tehát az új elmélet megoldotta, az elektromos ellenállás kérdésében azonban egy nagy nehézség lépett fel. A hullámmechanika szerint ugyanis az elektronok áramlását úgy kell tekintenünk, hogy egy síkhullám terjed a fémrácson. Egy fémion természetesen szórja ezt a hullámot, akárcsak a fényt. Egy rendezett ionrácson azonban nem, amint azt mindjárt beláthatjuk, ha arra gondolunk, hogy bármely irányban is számítanánk a szórást, az összes fémiontól szórt hullámok (mivel a rács teljesen rendezett) interferencia folytán mindig teljesen lerontják egymást, vagyis az elektrongáz akadálytalanul (anélkül, hogy szórást szenvedne) hatol át a fémionok rácson, vagyis az ellenállás eltűnik. (A szórási irányok közül csak a *Bragg*-féle reflexiók irányok tennének kivételt, de ezek szerepe a jelen esetben érdektelen.) Az előbbi okoskodásból tehát az következne, hogy a fémeknek egyáltalában nincs ellenállása és ez persze teljes abszurdum.

Ezen a helyzeten aztán *Bloch* segített, aki kimutatta, hogy az elektromos ellenállás hullámmechanikailag úgy jön létre, hogy a fémionok termikus mozgást is végeznek (egyensúlyi helyzetük körül rezegnek) és ez a mozgás azt hozza magával, hogy a fémrácson minden pillanatban kissé eltér a teljesen rendezett állapottól, tehát mégis tudja szórni az elektrongázt, vagyis az elektromos ellenállásnak a fémionok hőmérsékleti mozgása az oka. Hasonlóan hatnak szennyezések is,



mert ezek is rontják a rácsnak a szimmetriáját. Bloch elméletének igen szép igazolása Mathiessen kísérleti úton talált törvénye, amely szerint a fémek ellenállása normális hőmérsékleten egy az abszolút hőmérséklettel arányos tagból és egy a hőmérséklettől független tagból tevődik additíve össze. Az első rácsionok hőmérsékleti mozgásától a második a szennyezésektől származik és ezek mennyiségével arányos.

Láthatjuk mindezekből, hogy a vezetés kvantummechanikai elmélete szerint sem tudjuk a szupravezetés felleptét egyszerűen megmagyarázni, mert egyrészt egyáltalában nem vitathatjuk le a rácsionok termikus mozgását az abszolút zéruspont fölött még néhány fokkal sem, azonkívül, persze, teljesen szennyezésmentesnek sem tehetjük fel a vizsgált fémeket.

Mielőtt tovább tárgyalnánk a szupravezetés elméleti magyarázatának lehetőségeit, még néhány érdekes tapasztalatot szeretnénk megemlíteni. Elsősorban is egy igen érdekes és fontos dolog, hogy nem azon fémek válnak szupravezetők, amelyeket az elektrotechnika mint a legjobb vezetőket ismer. Így sem a réz, sem az ezüst nem szupravezetők. Az elektrotechnikában használatos vezetők közül csak az alumínium szupravezető, de ennek is igen mélyen van az ugráspontja. Míg a magasabb ugrásponttal bíró szupravezetők (mint pl. Hg, Sn, Pb stb.) normális hőmérsékleten rosszvezetők. Egy másik ilyen érdekes körülmény a következő: Amint említettük, Bloch kvantummechanikai elmélete szerint mély hőmérsékleten az ellenállás az abszolút hőmérséklet 5. hatványával arányos. Bloch elmélete persze csak azt az ideális határesetet tárgyalja, melyben teljesen szabad elektronok mozognak a fémrács periódusos terében. Azonban, éppen ezen körülményből, hogy egy valódi fém ellenállása mennyire követi Bloch elméletét, következtethetünk arra, hogy a benne lévő elektronok mennyire tekinthetők szabadoknak és erre a kérdésre vonatkoznak MacDonald és Mendelsohnak 1948-ban végzett mérései alkáliák elektromos ellenállására 20 és 4° abszolút közt. Ők a Bloch-elmélettől megkívtat 5-ös hatványkitevő helyett, a következő értékeket találták: Li-nál 4,52, Na-nál 4,85, K-nál 3,2, Rb-nál 2 és Cs-nál 1,4. A legutolsó adat már eléggé bizonytalan. Amint tehát látjuk, lithiumnál is már elég szabadok az elektronok, míg nátriumnál úgyszólván teljesen szabadok. Ezért tehát azt várjuk, hogy elsősorban a Na legyen szupravezető, míg a tapasztalat szerint az eddig elért legmélyebb hőmérsékleteken sem vált egyetlen alkálifém sem szupravezetővé.

A szupravezetés jelenségét matematikailag persze úgy írhatjuk le, hogy az ugrásponton az ellenállás zérussá, vagy a vezetőképeség végtelen nagyra válik. Hogy azonban fizikailag meg tudjuk magyarázni ezt a jelenséget, ahhoz bizonyítani kellene tudni, hogy van a kérdéses fémeknek egy olyan legalsó energiaállapota, melyben egy egyirányú elektronáramlás lép fel, anélkül, hogy vele egyidőben egy egyenlő nagyságú, de ellenkező irányú áramlásnak is kellene szükségszerűen fellépnie. Vagyis egészen hasonló viszonyoknak kellene fellépniök, mint amilyenek a ferromágneses

jelenségeknél tényleg ismeretesek. Ezeknél egy elemi tartományon belül t. i. a legalsó állapotban az elemi kis spinmágnesek mind egymáshoz parallel állnak be, ezt Heisenberg elmélete szerint a köztük működő kvantummechanikai ú. n. kicserélődési erők okozák. Makroszkopikusan egy test azután úgy lesz mágneses, hogy ezen elemi tartományok mágnesezési irányait rendezzük. Így kellene tehát lennie a szupravezetőben is, hogy ilyen elemi tartományok áramlási irányainak rendezése révén állna elő a makroszkopikus áram. Az előbbi feltételünket még egy kissé enyhíteni is lehet, nem szükséges ugyanis, hogy az említett állapot a legmélyebb legyen, lehet egy kissé magasabb is, csak legyen olyan nagy statisztikai valószínűsége, hogy a fém még igen alacsony hőmérsékleten is legnagyobb ideig ezen állapotban legyen. Közvetlenül beláthatjuk persze, hogy ezen követelmények megvalósításának milyen nehézségei vannak, amíg mágneses jelenségeknél az egyirányú orientálódást könnyen sikerült minden kétséget kizáróan megmagyarázni, addig a jelen esetben egy ilyen áramlási aszimmetria fellepte igen nehezen gondolható el. A szupravezető fémek nem tartoznak ugyan mind egy kristályrendszerbe, de mind igen magas szimmetriájú rendszerben kristályosodnak, továbbá igen bajos valami kapcsolatot feltételezni egyirányban áramló elektronok közt stb. Megemlítjük még végül, hogy D. Bohm egy, a múlt ősszel megjelent dolgozatában, hivatkozva Blochnak egy régebbi tételére, elméleti úton azon következtetésre jut, hogy a posztulált egyirányú elektronáramlás elméleti lehetetlenség.

Ha azonban még sikerülne is a szupravezetőkön észlelt végtelen nagy vezetőképeségre valami elméleti magyarázatot találni, még akkor is megmagyarázatlan maradna egy, a szupravezetőket jellemző további effektus, melyet felfedezőikről Meissner—Ochsenfeld-effektusnak nevezünk. Ha egy fémdarabot mágneses térbe viszünk, akkor tudjuk, hogy benne örvényáramok indukálódnak, ezek az áramok az elektrotechnika elemi törvényei szerint mindig olyanok, hogy mágneses terük az indukáló mágneses tér ellen hat, vagyis a mágneses erővonalaknak a kérdéses fémdarabba való behatolását igyekszik meggátolni. Mivel ezek az örvényáramok azonban egy normálisan vezető fém esetében az ohmikus ellenállás folytán igen gyorsan elhalnak, a mágneses tér igen gyorsan be tud hatolni és eltekintve azon esetről, melyben a fém ferromágneses, praktice ugyanúgy megy keresztül a fémen, mintha az egyáltalában nem is lenne jelen. Egészen másképp áll azonban a dolog a szupravezetőkénél, náluk, mivel nincs ohmikus ellenállás, az indukált áramok megmaradnak és a terük éppen akkora lesz, hogy az indukáló mágneses erővonalakat kiszorítja a kérdéses fémdarabból, vagyis a mágneses tér nem tud behatolni a szupravezetőbe. Mindezen dolgok az elektrotechnika ismert törvényszerűségeiből következnek, pusztán azon feltevés segítségével, hogy a szupravezető ellenállása zérus.

Ha azonban eredetileg még normálvezető állapotban helyezzük a kérdéses fémdarabot mágneses térbe, akkor természetesen egy másodperc kicsiny törtrészei után a mágneses tér erővonalai akadály-



talanul áthatolnak rajta. Ha ezután a mágneses térben hagyva lehűtjük az ugráspontja alá, akkor az elektrotechnika törvényei alapján azt várjuk, hogy a szupravezetőállapot bekövetkezte, mivel a fémdarab állandóan a mágneses térben volt, a mágneses erővonalaknak benne való lefutását nem fogja befolyásolni. A tapasztalat azonban egészen mást mond. A szupravezető ezen esetben is kidobja magából a mágneses erővonalakat, vagyis teljesen mindegy, hogy előzőleg hűtjük-e le a kérdéses anyagot az ugráspontja alá és aztán visszük mágneses térbe, vagy fordítva, először tesszük a mágneses térbe és aztán hűtjük le, az eredmény mindkét esetben ugyanaz; a szupravezető a mágneses erővonalakat kiszorítja magából. Ezt a jelenséget, melyet már pusztán egy végtelen nagy vezetőképesség feltevésével nem lehet megmagyarázni, *Meissner—Ochsenfeld-effektus*nak nevezzük. Mindezen dolgok egy egyszerűen összefüggő (nem gyűrűalakú) szupravezetőre vonatkoznak. Gyűrűalakú szupravezetőnél az a jelenség lép fel, hogy ha először mágneses térbe helyezzük és aztán lehűtjük az ugráspontja alá, akkor persze a gyűrű üregén azért áthatolnak mágneses erővonalak, ha ezután a szupravezetőállapotban most kikapcsoljuk a mágneses teret, akkor a gyűrű üregéből a mágneses erővonalak nem tudnak kiszabadulni, mert hiszen ekkor keresztül kellene menniük a gyűrűn, de ez nem lehetséges, mivel ez szupravezető és azért kidobja magából a mágneses erővonalakat, tehát ezen erővonalak befagynak a gyűrű üregébe és gyűrűn kívül záródnak, vagyis a mágneses tér lekapcsolása után a gyűrű úgy fog viselkedni, mint egy mágnes. Ez a jelenség azonban nem olyan feltűnő, mint az előbb említett, mert hiszen úgy is leírhatjuk, hogy a mágneses tér megszűnése áramot indukál a gyűrűben és mivel ez szupravezető, az áram nem szűnik meg, tehát a mágneses tere is megmarad.

A fentemlített *Meissner—Ochsenfeld-effektus* az egyszerűen összefüggő szupravezetőnek még egy érdekes leírását teszi lehetővé. Tudjuk ugyanis, hogy a paramágneses (és még inkább ferromágneses) anyagok magukba sűrítik a mágneses erővonalakat, míg a diamágnesesek azokat magukból kiszorítani igyekeznek, tehát ritkítják azokat; (a diamágnesesség azonban mindig igen kicsiny). Tudjuk továbbá hogy a mágneses permeabilitás  $\mu$  és az  $1 \text{ cm}^3$ -re vonatkoztatott mágneses szuszceptibilitás  $\chi$  közt a következő összefüggés áll fenn

$$\mu = 1 + 4\pi\chi \quad (1)$$

A mágneses permeabilitás adja meg, hogy a mágneses erővonalak hányadrésze hatol keresztül a kérdéses testen, azért ez paramágneses anyagoknál mindig egynél nagyobb, míg diamágneseseknél egynél kisebb. Ezek alapján tehát az egyszerűen összefüggő szupravezető *Meissner—Ochsenfeld-effektusát* úgy írhatjuk le, hogy ennél, mivel minden mágneses erővonalat kidob magából  $\mu = 0$  és ezt az eredményünket (1)-be téve

$$0 = 1 + 4\pi\chi, \quad (2)$$

vagyis

$$\chi = -\frac{1}{4\pi} \quad (3)$$

Ezt az utóbbi eredményt nevezzük szupravezető abszolút diamágnesességének. Természetesen, ez a normálisan diamágneses testek diamágneses szuszceptibilitásával szemben óriási. Az irodalomban általában egy grammatom vagy grammolekulányi anyag szuszceptibilitását szokás megadni, a diamágneses szuszceptibilitás ekkor  $10^{-6}$  nagyságrendű, míg (1)-ben a szuszceptibilitás  $1 \text{ cm}^3$  anyagra vonatkozik, tehát  $\chi$  ennél fogva az említett nagyságrendnél még kisebb; összehasonlítva ezt az adatot (3)-mal, látjuk, hogy a szupravezető abszolút diamágnesége milyen óriási. Természetesen, azért nem is gondolhatunk arra, hogy ezt a szuszceptibilitást csak úgy egyszerűen, úgy mint a közönséges diamágneses szuszceptibilitásnál, az egyes atomok szuszceptibilitásának összegeként értelmezzük, kétségkívül itt egy más természetű jelenségről van szó.

A szupravezetés jelenségének a megmagyarázására már igen sok elméletet próbáltak felállítani. Mielőtt azonban ezek közül a fontosabbak megbeszélésére reá térnénk, még néhány szót kell szólnunk *London* elméletéről, melynek nem célja ugyan a szupravezetésnek egy természettudományi magyarázatát adnia, hanem pusztán az elektrodinamika differenciál egyenleteinek a szupravezetőkre vonatkozó helyes felállítására törekszik és azonkívül szintén nem magyarázza meg, de logikusan beépíti a differenciálegyenletekbe a *Meissner—Ochsenfeld-effektust*.

Írjuk tehát fel a két *Maxwell-féle* differenciálegyenletet azon esetre, amelyben a mágneses térintenzitás és az indukció egymással egyenlőnek vehető; (nem ferromágneses anyagokról van szó) akkor

$$c \operatorname{rot} H = 4\pi I + \varepsilon \dot{E} \quad (4)$$

és

$$c \operatorname{rot} E = -\dot{H}, \quad (5)$$

ahol  $H$  a mágneses és  $E$  az elektromos térintenzitást jelenti,  $I$  az áramsűrűség,  $\varepsilon$  a dielektromos állandó és  $c$  a fénysebesség. A (4) jobb oldalán lévő második tagot azonban elhagyhatjuk, mivel a végtelen nagy vezetőképességű szupravezető belsejében nem lesz eltolódási áram, tehát

$$c \operatorname{rot} H = 4\pi I. \quad (6)$$

Vegyük továbbá tekintetbe, hogy feltevésünk szerint a szupravezető belsejében az elektronok teljesen szabadok, akkor felírhatjuk a következő egyenletet

$$-eE = m \dot{V}, \quad (7)$$

ahol  $-e$  az elektron töltése,  $m$  a tömege és  $\dot{V}$  a gyorsulása. Mivel másrészt az áramsűrűség  $I$  a  $v$  sebességgel arányos, azért  $E$  és  $\dot{I}$  közt (7) alapján szükségképpen a következő összefüggést kapjuk

$$E = \lambda \dot{I}, \quad (8)$$

ahol  $\lambda$  egy konstans. (6) egyenletünket most differenciáljuk az idő szerint és azután behelyettesítjük (8)-at, akkor

$$c \operatorname{rot} \dot{H} = \frac{4\pi}{\lambda} E. \quad (9)$$



Képezzük (9) egyenlet mindkét oldalán a rotációt

$$c \operatorname{rot} \operatorname{rot} \dot{H} = \frac{4\pi}{\lambda} \operatorname{rot} E, \quad (10)$$

továbbá, mivel a  $H$  egy divergenciamentes erőter, ezt még így is írhatjuk

$$-c \Delta \dot{H} = \frac{4\pi}{\lambda} \operatorname{rot} E,$$

ahol  $\Delta$  a Laplace-operátor. Ide behelyettesítve (5)-öt, végül a következő eredményt kapjuk:

$$c^2 \frac{\lambda}{4\pi} \Delta \dot{H} = \dot{H}. \quad (11)$$

Tegyük fel, hogy a szupravezetőnk felülete az  $YZ$ -síkban fekszik, míg az  $X$ -tengely a szupravezető belseje felé mutat és keltsünk a külső térben egy a  $Z$ -tengely irányával párhuzamos homogén mágneses erőteret. Ekkor, mivel a Laplace-operátorból csak az  $X$ -szerinti második differenciálhányados marad meg, tehát

$$\frac{c^2 \lambda}{4\pi} \frac{d^2 \dot{H}}{dx^2} = \dot{H}, \quad (12)$$

a megoldás a következő alakú

$$\dot{H} = \dot{H}_0 e^{-\beta X}, \text{ ahol } \beta^2 = \frac{4\pi}{c^2 \lambda}. \quad (13)$$

Ezen egyenlet időszerinti integrálásánál fellép egy konstans, amely azonban a mi esetünkben, mivel a térről állapotról indultunk ki, nullával tehető egyenlővé, tehát

$$H = H_0 e^{-\beta X} \quad (14)$$

(14) egyenlet tulajdonképpen a Meissner—Ochsenfeld-effektust írja le, mivel szerinte egy igen vékony határrétegtől eltekintve, a mágneses tér nem tud a szupravezetőbe behatolni, ill. ott exponenciálisan eltűnik. London (hipotétikusan) mindig elhagyja az integrációs konstans, vagyis (11) helyett a

$$c^2 \frac{\lambda}{4\pi} \Delta H = H \quad (15)$$

egyenlet vezeti be. Evvel a Meissner—Ochsenfeld-effektus ugyan nincsen megmagyarázva, de bele van dolgozva a matematikai elméletbe.

London azonkívül az (5) egyenletbe beteszi (8) eredményünket, tehát a

$$c \operatorname{rot} \lambda \dot{I} = -\dot{H} \quad (16)$$

egyenletet írja fel és itt ugyancsak nullával teszi egyenlővé (hipotétikusan) az idő szerinti integrálásnál fellépő konstans, tehát a

$$c \operatorname{rot} \lambda I = -H \quad (17)$$

egyenletre jut. Azonkívül (16)-ban  $\dot{H}$  helyébe ismét bevezeti (5)-ből a  $\operatorname{rot} E$ -t, tehát a

$$\operatorname{rot} (\lambda \dot{I} - E) = 0 \quad (18)$$

egyenletet kapja és ebből szükségképpen arra következtet, hogy a  $\lambda \dot{I} - E$  mennyiség mint egy  $u$  függvény gradiense állítható elő, tehát

$$\lambda \dot{I} - E = \operatorname{grad} u. \quad (19)$$

London ezután még érdekes következtetéseket vont le ezen  $u$  függvény természetére vonatkozólag.

Amint említettük, London elmélete nem adja a szupravezetés jelenségének természettudományi magyarázatát és ez nem is célja, hanem pusztán a kísérleti tapasztalatok helyes matematikai megfogalmazására törekszik.

A szupravezetés tulajdonképpen természettudományi megmagyarázására felállított igen sok elméleti próbálkozás közül, persze, nem célunk valamenynyit ismertetni és a régebbiek közül csak azokat említjük meg, amelyek, ámbár mostani tudásunk alapján már elavultak, mégis tartalmaznak egy olyan gondolatot, amely modern elméletek kiinduló pontjául szolgált vagy szolgálhat.

Benedicks elmélete szerint normális hőmérsékleten az elektronok az atommagok körül a Bohr-féle pályákon keringenek, igen alacsony hőmérsékleten azonban ezen atomok olyan közel jutnak egymáshoz, hogy az említett Bohr-féle pályák »érintkeznek« és ezért egy elektron úgy mozoghat, hogy egy félkört az egyik atommag körül, a következő azonban a következő atommag körül futja be a másik oldalon, aztán az innensőn ismét a harmadik körül és így tovább. Vagyis a kérdéses elektrón egy kigyózó vonal mentén halad a fémbe, amely csupa fél Bohr-féle körpályából áll. Jelenlegi tudásunk szerint ez a feltevés teljesen elavult, mert hiszen igen jól tudjuk, hogy a fém nem atomokból, hanem pozitív ionokból és egy kvaziszabad negatív elektrongázból áll. Egy jó gondolat azonban van Benedicks elméletében és ez az, hogy amint természetesen az elektronok ellenállás nélkül keringenek a Bohr-féle pályákon, ugyanúgy az ellenállás hiányának a szupravezetőknél is valami hasonló jelenségnek kell lennie.

Egy másik ilyen érdekes régebbi elmélet Kronigé. Ennek megértése céljából egészen Habernek egy régi a fémek kohéziójára vonatkozó elméletére kell visszamennünk. Tudjuk, hogy az alkali-halogenidkristályok (pl. a kősó) úgy vannak felépítve, hogy egy egyszerű szabályos rács pontjain felváltva negatív halogén- és pozitív alkaliionok vannak és a rács kohéziójának legnagyobb részét egyszerűen ezen ionok kölcsönös elektromos vonzása okozza. Haber az alkali-fémek kohézióját hasonló módon próbálta megmagyarázni. Az alkáliák, mint tudjuk, ú. n. felületen centrált rácsban kristályosodnak. Az egyes rácpontokon pozitív alkaliionok vannak. Haber feltevése szerint az ezen ionoktól leadott negatív elektronok viszont ezen rács üresen maradt közeit foglalják el, vagyis ugyanúgy, amint az alkali-halogenidek rácsában váltakozva pozitív alkali- és negatív halogenionok vannak, az alkali-fémeknél hasonlóan pozitív alkaliionok és negatív elektrónok építenének fel egy hasonló rácsot és ezek elektrosztatikus vonzása lenne a fémek kohézió oka. Napjainkban Haber elmélete már teljesen elavult, mivel igen jól tudjuk, hogy a pozitív alkaliionok rácsában a negatív elektrónok nem szintén egy rácsot, hanem egy csaknem teljesen elkenet negatív töltésselosztást képeznek. Az elektrónok kicsiny tömegük miatt és az ú. n. nullapontmozgás következtében nem is maradhatnak az egyes rácpontokon. Kronig bizonyos mérvben



*Haber* elméletét újíította fel az ő szupravezetési elméletében. Szerinte ugyanis normális hőmérsékleten tényleg úgy van, hogy a negatív elektronok töltése a pozitív iónok rácsában teljesen el van kenve, vagyis ezen elektronok össze-vissza mozognak, de egy szupravezetőnek az ugráspontján ez az »elektronfolyadék« megfagy és egy *Haber*-szerű elektronráccsá alakul át. *Kronig* elméletének tehát egy nagy előnye lenne, hogy a szupravezető ugráspontját mint az elektronrács olvadáspontját lehetne értelmezni és ez teljesen természetessé tenné azon körülményt, hogy a szupravezető ugráspontja egy meghatározott hőmérséklet, ugyanúgy, mint ahogyan bármely szilárd test olvadáspontja is az. A szupravezetés tulajdonképeni oka azután *Kronig* szerint az lenne, hogy amíg az ugrásponton felül az »elektronfolyadék«-ban levő egyes elektronok össze-vissza mozognak és a rácspontra ütköznek és ennél fogva ohmikus ellenállás lép fel, az ugrásponton alul a merev elektronrácsot csak mind egészet, tehát ütközések nélkül lehetne csak elmozdítani, energiavesztés, tehát ellenállás ilyen módon nem léphetne fel. *Kronig* későbbi dolgozataiban aztán már nem is egy egész merev rácsot vett fel, hanem lineáris merev elektronláncoknak a mozgására gondolt a szupravezetőben. Persze már *Kronig* elmélete is elavult, mert most már igen jól tudjuk, hogy az elektronok *Fermi—Dirac*-statisztikát követnek, tehát olyan nullapontmozgásuk van, hogy a legalacsonyabb hőmérsékleten sem képezhetnének egy merev rácsot vagy láncot.

Még egy érdekes gondolat volt *Frenkelé*, aki arra mutatott rá, hogy egy végtelen nagy vezetőképesség egy végtelen nagy dielektromos állandóval egyenértékű, tehát a szupravezetés magyarázata ezen oldalról is megkísérélhető.

A második világháború utáni elméletek közül elsőnek *Heisenberg*-ét említjük meg. Az ő gondolatmenete a következő:

A fém belsejében mint tudjuk, az elektrongáz egy elfajzott *Fermi—Dirac* gáz, az elektronokat tehát kötik a *Fermi—Dirac*-statisztika előírásai és azért nem mozoghatnak pusztán az elektrosztatikus kölcsönhatásuk következtében szabadon. Azon csekélyszámú elektron azonban, melyek energiája maximális, már nincsen a statisztika korlátozó előírásainak elávetve és ezért csak a nagyhatótávolságú coulombtasításuknak kölcsönösen engedelmessé egy bizonyos térbeli rendben helyezkedik el, amelyet bizonyos közelítésben mind egy sokszoros ióntávolságokból felépített (mivel csak kevés számú elektronról van szó) rácsot foghatunk fel. Erre vonatkozólag azután egész hasonlóan lehet okoskodni, mint *Kronig* elméletében. A szupravezetés ezen elmélet szerint minden elektronvezető általános tulajdonsága lenne, kivéve a ferromágnes anyagokat, csak az ugráspontokban lenne különbség. Tehát olyan fémeknél, amelyek tapasztalatunk szerint nem lesznek szupravezetők, pusztán ezen ugráspontok fekszenének rendkívül alacsonyan. *Heisenberg* egy tanítványa ki is számította az alkálifémeknek az ugráspontjait ezen elmélet alapján és arra az eredményre jutott, hogy éppen ezen fémek ugráspontjai fekszenek

különösen magasan, már pedig a tapasztalat szerint az alkáliák egyáltalában nem válnak szupravezetőkké. *Heisenberg* ezért már többször módosította az elméletét és azonkívül még további feltevések bevezetésével a *Meissner—Ochsenfeld* effektust is igyekezett az elméletével megmagyarázni, amelyet az eredeti formájában megmagyarázni nem tudott.

Egy másik fontos ilyen új elmélet *Borné*. Tudjuk, hogy a fémek belsejében minden hullámmozgás részére vannak ú. n. *Bragg*-féle reflexiók irányok (úgy amint ez a röntgenfény diffrakciójának az elméletéből ismeretes). Ha tehát az elektronok energiáit az ú. n. impulzustérben tüntetjük fel, akkor az egész impulzustér ennek folytán ilyen ú. n. *Brillouin*-zónákra esik szét, amelyeket ezen irányoknak és feltételeknek megfelelő impulzusok választanak el egymástól. Másrészt az elektronok eloszlása a *Fermi—Dirac*-statisztika szerint az impulzustérben egy gömbfelületen belül van. Ha már most egy *Brillouin*-zóna ezen gömbfelületen belül van, akkor elektronokkal telt, ellenkező esetben üres. Mivel azonkívül az elektronok kölcsönhatása a fémráccsal csak a *Brillouin*-zónák sarkain erős, azért *Born* feltevése szerint a szupravezetés létrejöttéhez az kell, hogy sok ilyen sarok közel feküdjön az előbb említett *Fermi*-gömbhöz. A legelső betelt *Brillouin*-zóna sarkaiból ekkor az erős Coulomb kölcsönhatás felemel egyes elektronokat a feljebb fekvő be nem telt zóna nivójára, ha ez azonkívül aszimmetrikusan történik, akkor előáll a spontán egy irányban folyó áram, tehát a szupravezetés. A szupravezetők ezért vannak *Born* szerint a periódusos rendszer két széles oszlopában, mert ezek egyik zónája vagy teljesen telt, vagy teljesen üres, míg az átmeneti fémeknek le nem zárt zónáik vannak. Ötvözetek akkor szupravezetők, ha a *Brillouin*-zónák szempontjából az egyik hiányát a másik feleslege pótolja, stb. Ezen utóbbi kérdésekkel főképp *Born* munkatársa *Kai Chia Cheng* foglalkozott. Megjegyezzük azonban, hogy egyrészt *Born* elmélete sem adja a posztulált elektromozgási aszimmetria közvetlen magyarázatát, másrészt a *Meissner—Ochsenfeld*-effektus sem következik belőle minden további nélkül, mivel csak végtelen nagy vezetőképességet szolgáltat.

Egy érdekes újabb gondolat volt még a szupravezetést és a hélium II. úgynevezett szuperfluiditását egymással összefüggésbe hozni próbálni. A közönséges hélium (a 4-es atomsúlyú) ugyanis egy 2,19° abszolútul levő átalakulási pontján alul rendkívül érdekes fizikai tulajdonságokat vesz fel, amelyet röviden úgy jellemezhetünk, hogy sokkal folyékonyabbá válik minden eddig ismeretes folyadéknál. Egy érdekes gondolat volt tehát feltenni, hogy talán a szupravezetés és ez a szuperfluiditás hasonló jelenségek, vagyis közös okuk van. Ez azonban csak akkor volna lehetséges, ha a statisztika ezen jelenségeknél nem játszana szerepet, mivel az elektronok *Fermi—Dirac*, míg a héliumatomok *Bose—Einstein*-statisztikát követnek. Azonban éppen legújabbban *Reynolds* és munkatársai kimutatták, hogy tiszta hármass atomsúlyú hélium (amely *Fermi—Dirac* statisztikát követ), még az elérhető legmélyebb hőmérsékleten sem mutatja



a szuperfluiditás jelenségét, és ezért az említett összefüggés erősen veszített a valószínűségéből. *Ogg* még úgy próbálta megmenteni a helyzetet, hogy feltette, hogy a szupravezetésnél nem egyes elektronok, hanem mindig elektronpárok mozognak (ezekre ekkor t. i. a *Bose—Einstein*-statiztika lenne érvényes ugyanúgy, mint a közönséges heliumatomokra), de *Osborne* kimutatta ezen feltevés tarthatatlanságát.

Végül még néhány a szupravezetőkre vonatkozó érdekes tapasztalatot említünk meg: A szupravezetők különböző rács típusokban kristályosodnak, de az ugrásponton a rács típus nem változik, sőt még a rácsállandó sem, amint ezt *Keesom* és *Kamerlingh Onnes*, valamint *Mc Lennan*, *Allen* és *Wilhelm* igen gondos mérései igazolták. A fajhőnek az ugrásponton egy kis anomáliája van, szupravezető állapotban a fajhő kissé nagyobb. A hővezetőképességnek az ugrásponton szakadása van, szupravezető állapotban valamivel kisebb, a látszat az, mintha az elektronok egy része, mely normálvezető állapotban persze a hőt is vezeti, az ugráspont alatt ezen hővezetésből kikapcsolódna. (Mivel szupravezető elektronokká alakulnak át?) Az anyag optikai tulajdonságai *Hilsch* mérései szerint az ugrásponton egyáltalában nem változnak, ami egy igen meglepő tapasztalat volt, mert hiszen a végtelen nagy vezetőképességért felelős elektronoknak itt igen nagy jelentőséggel kellene bírniuk. Ezt a paradoxont azután *Laue* oldotta meg, aki elméleti úton kimutatta, hogy már az infravörös tartományban is csak a közönséges ohmikus vezetési mechanizmus, amely a szupravezető állapotban is a szupravezetési mechanizmus mellett változatlanul fennáll, bír egyedül jelentőséggel.

Mágneses tér a szupravezető állapot bekövetkeztét késlelteti, vagyis minél erősebb a tér, annál alacsonyabb hőmérsékleten válik a kérdéses fém szupravezetővé. Hasonlóan hat az elektromos árammal való terhelés is. *Justinak* sikerült kimutatnia, hogy szupravezetőknél egy a ferromágneses anyagoknál észlelt *Barkhausen*-effektushoz teljesen analóg jelenség lép fel, ha a mágneses térben

levő szupravezető esetében a teret növeljük. Vagyis a normálvezető állapotba való átmenet nem folytonosan (pl. határfaleltolódásokkal) folyik le, hanem kicsiny tartományok ugrásszerű átmenetével. Legújabban azonban *MacDonald* és *Mendelsohn* folytonos átmeneteket is észleltek.

Nemcsak tiszta fémek, hanem ötvözetek is lesznek szupravezetők. Viselkedésük lényegileg ugyanaz, mint a tiszta fémeké, de az ugrásponton a mágneses teret nem dobják teljesen ki, hanem ennek egy része beléjük fagy. Ennek a jelenségnek valószínűleg azonban pusztán az az oka, hogy az ötvözet nem válik mindenütt egyidőben szupravezetővé és azért ugyanúgy bebörtönöz mágneses erővonalakat, mint a már említett gyűrűalakú test. Egy szupravezető is egy nem szupravezető fémből álló ötvözet ugráspontja általában mélyebben fekszik, mint a tiszta szupravezetőé, de ezen szabály alól kivétel a bizmut, amely ötvözetben a szupravezetők ugráspontját emeli anélkül, hogy maga is tiszta állapotban szupravezetővé válna. Az ónnak csak a fehér fémes változata, mely a négyzetes rendszerben kristályosodik, válik szupravezetővé, az ú. n. szürke ón, amelynek gyémántstruktúrája van, nem szupravezető.

Vegyületek is válnak szupravezetőkké. Egy ilyen tipikus példa a *CuS*, amely szupravezető anélkül, hogy akár a *Cu*, akár a *S* azok lennének.

Rádióaktív bétasugarak és mesterségesen felgyorsított elektronok is egy szupravezetőn való áthatoláskor ugyanúgy lefékeződnek, mintha a kérdéses fém normálvezető lenne, vagyis szó sincs arról, hogy ezen elektronok ellenállás nélkül hatolnának át a szupravezetőn.

*Justi* és munkatársainak *Aschermann*-nak, *Friedrich*-nek és *Kramernak* a vizsgálatai szerint az eddig vizsgált anyagok között a *NbN*-nek a legmagasabb az ugráspontja még pedig a használt anyag tisztasági foka és kezelésétől függően 15—17° K, sőt egy esetben 20°-ot is mértek.

Az eddig ismeretes szupravezető elemek és ezek ugráspontjai (átalakulási hőmérsékletei) a következők:\*)

Zn	Cd	Hg	Al	Ga	In	Tl	Ti	Zr	Hf	Th	Sn	Pb	V	Nb	Ta	La	U
0,79	0,6	4,17	1,14	1,1	3,37	2,38	0,53	0,7	0,3	1,43	3,69	7,26	4,29	9,2	4,38	4,71	1,3

\*) Állítólag a *Re* is szupravezetővé válik 0,9° körül.

*Neugebauer Tibor*  
Egyetemi Fizikai Intézet  
Budapest

## A Szovjetúnió szakköreiről

Ha egy szovjet fizika-tankönyvet a kezünkbe veszünk, legfeltűnőbb benne vastagsága. A magyar pedagógus nem is érti, hogyan végezhet el szovjet kollegája heti 2—3 órás tanítás mellett ekkora anyagot.

A magyarázat egyszerű. A Szovjetúnió természettudományos műveltsége sokkal magasabb nívón

áll, mint a többi államé. Náluk megvalósult a magyar természettantanárok azon álma, hogy ne azt tartsák műveletlennek, aki nem tudja, Goethe hol született, hanem azt, aki nem ismeri — teszem azt — az elektromotor szerkezetét.

Hogyan jött létre a Szovjetúnió magasszínvonalú természettudományos műveltsége? Az isko-



láción, a mindennapi újságon, az ötéves terveken kívül a fizikai estéken, a tanuló körökben, a laboratóriumi gyakorlatokon és nem utolsósorban a szakkörökben.

A Szovjetunióban évtizedek óta az iskolák mellett fizikai, technikai, kémiai problémákkal foglalkozó szakkörök működnek. Egy-egy szakkörben egy csoportban 15–20 tanuló működik. Ezek a szakkörök manuális munkákon keresztül természet-tani ismeretekre tesznek szert. Mindazt, amit a magasszínvonalú szovjet pedagógia 33 éven át kitermelt, érvényesítik ezekben a szakkörökben. Példaképpen nézzük meg a rádió-szakkör szervezeti utasítását.

E szakkörben az ifjú rádióamatőröket képezik. Hivatalos célja, hogy tartalékkeretet, alapot adjon a Szovjetunió rádiósításának, hogy a szovjet honvédelmet szakképzett káderekkel lássa el. A szakkörnek külön jelvénye van. A jelvény elnyeréséhez megfelelő tudással kell az iskolásfiúnak rendelkeznie. A tudás elméleti tudást jelent és egy bizonyos normának elérését.

A norma a következő:

1. Leírás alapján el kell készíteniök egy detektoros vevőt.

2. Egyszerű vázlat alapján lámpás-készüléket — magas vagy alacsony frekvenciájú fokozatos erősítéssel — kell készíteniök.

Mondanunk sem kell, hogy a vevőkészülékeknek technikailag kifogástalannak kell lenniök. Különösen megvizsgálják, hogy az ifjú technikus vajjon a forrasztásokat jól végezte-e el.

A normához tartozik az az elméleti ismeret, amit a jelvénytulajdonos igazolnia kell. Ismernie kell, mi a jelentősége a rádióknak a Szovjetunió honvédelmében, a gazdasági és kulturális fejlődés tekintetében. Értelmes előadást kell tartania a rádió jelentőségéről a repülésnél és a tengeri flottánál. Ismernie kell a rádiósok munkáját a Nagy Honvédő Háború napjaiban. Azonkívül tudnia kell, ki és mikor fedezte fel a rádiót. Meg kell magyaráznia, hogy megy végbe a rádióadás és vétel, milyen a vevőkészülék berendezése: legfontosabb részei — antenna, földelés, rezgőkör, detektor, telefon; milyen a szerkezete az elektroncsőnek és hogyan működik. Ezenkívül értenie kell a rádióvevők vázlatának meg-rajzolásához. Fel kell tudni szerelnie az antennát, ezt földelnie. Tudnia kell a Morse-abécét, értenie kell a Morse-kulccsal, fényjelzéssel, vagy zászlójelekkel közölt szövegek áttételéhez.

Ebben a szakkörben 15–16–17 éves tanulók vesznek részt. A szovjet iskolarendszer szerint számítva: VI–VIII. osztályú tanulók.

Ezek a tanulók az iskolában tanulnak fizikát. De nem mindnyájan tanulták meg az elektromosság alapfogalmait. Ilyenkor a szakkör annyit tanít nekik az elméletből, amennyi a szakköri munka elvégzéséhez éppen szükséges. Ezáltal szolgálja az iskolai tanítást. Ennek a tanításnak az anyaga a következő:

1. elsősorban a rádió története és jelentősége, Faraday-tól Popovig. (2 óra.)

2. az elektromos áram és a mágnesség fogalma. Elektromos áramforrások. Elektromos vezetők ellenállásának és az elektromos áramkör fogalma.

A feszültség, áramerősség és áramteljesítmény fogalma. Az elektrotechnikai mértékegységek: Volt, Amper, Ohm, Watt. Ohm törvénye és gyakorlati alkalmazása.

Dinamógépek, elektromos influencia-gépek, galvánelemek modelljeinek bemutatása. Az iránytű, a természetes, a mesterséges és az elektromágnes. Gyakorlati munkák: az áram feszültségének és erősségének mérése. Kísérletek Ohm törvényére. (4 óra.)

3. Azzal a kérdéssel kapcsolatban, hogyan megy végbe a rádióadás és vétel, két órán át a hang fogalmával, a fül szerkezetével és működésével, a hangrezgéseknek elektromos rezgésekké való átalakításával és viszont, foglalkoznak. Itt ismerkednek meg a rádióhullámsávval, a mikrofonnal, az adó- és vevőkészülékekkel, az antennával, a telefonnal. Ezeken az órákon van szó a magas- és alacsonyfrekvenciájú rezgésekről, a hangolásról.

4. A detektoros vevők szerkezetét és működését 2 órában ismertetik. Itt már szerepel a rezgőkör, az önindukció, a kapacitás.

5. A detektoros vevők összeállítására külön 2 órát szánnak. Itt a szakkör választása szerint vagy a variométeres vevővel (leágazások nélkül), vagy folyamatosan hangolható variométeres, vagy forgókondenzátoros, vagy 2–3 állomásra rögzített, vagy nagy szelektivitású vevőkészülékekkel foglalkoznak. A szerkezeti részleteket kapcsolótáblaszerű rajzzal szemléltetik.

6. 4 órában tekercsekkel és készítésükkel foglalkoznak.

7. Újabb 3 órát szánnak a detektoros vevők részeinek és szerelésének megismerésére. Itt tanulják meg a kondenzátorok párhuzamos és soros kapcsolását. Itt sajátítják el a forrasztás, az alkatrészek elhelyezésének és megerősítésének módjait.

8. 2 órában foglalkoznak az antennával és földeléssel.

9. Ezután kerül 4 órában sorra a detektoros vevők kipróbálása, működtetése, a vétel gyakorlata, a különféle fajtájú detektoros vevők összehasonlítása, a detektoros vevő hibái, megtalálásuk és kijavításuk módjai, a telefon hibái és javítása. Itt kerül sor a gyári készítésű detektoros vevő megismerésére is.

10. 4 órában foglalkoznak a rádióadás és vétel alapjaival. Ez a rész az előző feladatokon átvett anyag széleskörű áttekintése. Ennek tartalma a rádióhullámsávok részletes ismertetése, az elektromágneses hullámok, a hullámhosszúság és a frekvencia összefüggése.

11. 4 órát szánnak az elektroncsőre. Jelentőségét és történetét — nagyon röviden — ismertetik, majd rátérnek a szerkezetére, az elektronemisszióra, a telítési áramra, az anódáram szabályozására stb. Itt szerepel az elektroncső, mint egyenirányító, mint erősítő. A többielektrodos lámpákra is sor kerül.

12. 3 órában foglalkoznak a rádióvevő áramellátására szolgáló áramforrásokkal: az egyenirányító berendezéssel, a telepekkel és akkumulátorokkal.

13. 6 óra az alacsonyfrekvenciájú erősítőkre jut. Itt szerepel a transzformátor.



14. 2 óra a rádiócsöves vevő és működése. Itt szerepel az elektromágneses és dinamikus hangszóró.

15. 2 órában foglalkoznak a magasfrekvenciájú erősítéssel.

16. 2 órában a rögzített hangolású helyi vevőkkel.

17. Ezen elméleti megalapozás után 20—25 órát szánnak a rádiócsöves vevők szerkesztésére.

Ebből 2 óra jut a vázlat megbeszélésére és megrajzolására. 3 óra a rezgőkörök tekercseire és elkészítésére. 1 óra a szerelési anyagok és más alkatrészek megvizsgálására, a hullámsáv átkapcsolóra, a forgatható kondenzátorokra. Ha hálózati és egyenirányítós vevőt készítenek, akkor erre 20 órát, ha telepes vevőt, 15 órát szánnak.

18. Most következik 5 órában a vevők elrendezése és kipróbálása.

19. Most éppúgy, mint a detektoros készülékek után 2 órában gyári vevőkkel foglalkoznak.

20. A 2 órás zárómegbeszéléseken feltárulnak a további munkaperspektívák. Itt kapják meg a rádiókedvelők a további munkalehetőségeket: a superheterodinok, televízorok, hangíró szerkezetek megépítésére. Itt hallanak a rövidhullámú rádióamatőröségről, ennek honvédelmi jelentőségéről.

21. Most 16 órában a Morse-abécé megtanulása következik.

Amint látjuk, ez a program igen dús. Hogyan tudja végrehajtani a szakkört vezető tanár? Az elméleti anyag elsajátítása megbeszélések alakjában folyik. Ezeket a megbeszéléseket kísérletekkel és szemléltető anyagokkal támasztják alá. És azt is meg kell jegyezni, hogy az órák alatt nem tanórákat, hanem foglalkozásokat kell érteni. Egy foglalkozás ideje általában 2 óra. A foglalkozás előtt a vezető 15—20 perces megbeszélést tart. Ez a megbeszélés az aznapra tervezett munka tartalmát fejt ki.

Példaképpen nézzük egy ilyen foglalkozás módszeres feldolgozását.

Az első foglalkozások feladata a rádió történetének és jelentőségének ismertetése. Itt a tanár röviden elmondja Faraday, Maxwell, Hertz és mások munkálatait, elmondja, hogy ezek vetették meg a rádió alapjait. Hangsúlyozza azonban, hogy ezek közül a tudósok közül senkisen gondolta lehetségesnek az elektromágneses hullámoknak jelek továbbítására való alkalmazását. Popov orosz felfedező érdeme, hogy a Hertz-féle hullámokat a dróttalan táviratozásra alkalmazta. 1895 május 7-én Popov elsőnek mutatja be az egész világon rádióvevőjét és 1896 március 24-én rádióadóját, melynek segítségével adták le az első rádiogrammot. A megbeszélést a tudósok fényképeivel, készülékeikről és kísérleteikről készült vázlatok szemléltetésével kísérik. Szemléltetik a Hertz-féle rezgéskeltőt és rezonátort, valamint a Popov-féle viharjelzőt. Kitér azután a rádió széleskörű fejlődésére az Októberi Szocialista Forradalom után. Beszél arról a kivételes jelentőségről, amit Lenin és Sztálin tulajdonítottak a rádiónak, mint az agitáció és a propaganda eszközének. Természetesen beszél a rádió jelentőségéről a Nagy Honvédő Háborúban. Befejezésképpen a rádióamatőröség jelentőségét ismerteti.

A második feladatkörben az anyag elektromos felépítését vázolja, beszél a nagyfokú villamosítás-

ról, az iskolai fizikai szertár felszerelésének segítségével elmagyarázza az alapvető fizikai fogalmakat. Az áramforrások közül bemutatja a galván-elemet és a dinamógép modelljét. A szakkör tagjaival vezetőkön, félvezetőkön és dielektrikumokon át áramot bocsát, hogy a kör tagjai az ellenállásról fogalmat kapjanak.

Az elektromos mérőegységek megállapítása után a kör tagjai voltmérőt és ampermérőt kapnak. Ezek segítségével különböző áramkörökben uralkodó feszültséget, intenzitást mérnek és vizsgálják mindazokat a következményeket, amelyek Ohm törvényéből folynak.

A harmadik feladat részben a hangrezgéseknek elektromos rezgésekké való átalakítását mikrofon és telefon segítségével szemléltetik. A magasfrekvenciájú rezgéseket csőgenerátorral állítják elő. A modulációk és demodulációk folyamatát, úgyszintén az elektromágneses hullámok terjedését grafikus szemléltetik. Működés közben bemutatja a szakkört vezető tanár az antennát, a vevőkészüléket, a fejhallgatót. Az egész elméleti magyarázat leíró jellegű megbeszélés és demonstráció ügyes vegyülete minden elméleti levezetés nélkül.

A többi feladatkör kidolgozása hasonló rendszer szerint megy végbe. Feleslegesnek tartom most itt, ezen a helyen ismertetni. Inkább azt szeretném lerögzíteni, hogy a szakköröket központilag szervezik. A szakkört vezető tanár minden támogatást megkap a központi vezetőségtől. Ez a támogatás nemcsak a szükséges nyersanyagra, helyiségre, hanem módszeres utasításokra is vonatkozik. Ezek a módszeres utasítások részletesen kidolgozzák az egyes szakkörök anyagát, feldolgozási módját, a szakköri munkához szükséges felszereléseket és a Szovjetunióban megtalálható, a szakkör anyagához vágó irodalmat. Mindez nem jelenti azt, hogy megkötik a szakkörvezető tanár kezét. Bőven van alkalmja és lehetősége a szakkörvezetőnek önálló munkára. Az is természetes, hogy ezen központi utasításon kívül a helyi adottságnak megfelelően egészen más beosztású szakkört is szervezhet az erre hajlamot és tehetséget érző tanár. Sőt arra is gondolnak, hogy igen sok elméletileg jól felkészült, jó pedagógus szakember nem rendelkezik a szükséges manuális ismeretekkel. Ezért a szakköri utasítások ajánlják ilyenkor a tanárnak, hogy valamilyen közeli üzemből vagy esetleg a szülők közül szerezzon megfelelő gyakorlati szakembert, és saját magának csak a pedagógiai, elméleti irányítást tartsa fenn. A szovjet pedagógusnak se szabad mindent a központi vezetőségtől várnia. Szakkörszervező munkájában támogatja mindenki, de neki magának is ügyeskednie kell, hogy üzemből, a szülői munkaközösségtől megszerezze a szükséges helyiséget, felszerelést és nyersanyagot.

Ha jól átgondoljuk azt a hatalmas, megszervezett és mégis öntevékeny munkakört, amit például a szakkörök jelentenek a szovjet pedagógusnak, akkor megértjük azt a szabadságot, ami a megszervezettségben is a szocializmust jellemzi.

*Turchányi György*

Egyetemi Orvosi Fizikai Intézet, Budapest



# Feladatok: 0

## Eötvös Loránd fizikai tanulóverseny

A Magyar Fizikusok Egyesülete 1949 november 26-án délután tartotta meg a fizikai tanulóversenyt az Egyetemi Fizikai Intézet nagy előadótermében öt egyetemi városban. Budapesten az Egyetemi Fizikai Intézet előadótermében jelentkezett 91 versenyző, beadott 33 dolgozatot. Debrecenben az Orvostudományi Fizikai Intézetben jelentkezett 18 versenyző, beadott 3 dolgozatot. Miskolcon a Nehézipari Műszaki Egyetem tanszékén 10 versenyző beadott 6 dolgozatot, Szegeden az Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet tantermében 9 versenyző 6 dolgozattal vett részt. Sopronban a Műszaki Egyetem Elektrotechnikai tanszékén 6 versenyző adta be dolgozatát.

A bírálóbizottság a dolgozatok elbírálásánál elhatározta, hogy első díjat nem ad ki. A második díjat egyenlő helyezéssel a következő versenyzők kapták: Barabás Pál Miskolc, Holics László Budapest, Koch József Budapest, Könyves Tót Gábor Budapest, Pócs Lajos Budapest; harmadik díjat 50–50 Ft-ot kaptak Schelmann Péter Budapest, Mráz József Budapest; dícséretben részesültek: Bíró Imre Szeged, Drehuss Gyula Debrecen, Zergényi Erzsébet Sopron, Körtvélyesi László Budapest.

A jutalmakat az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1949 február 11-én tartott ülésén osztotta ki a jutalmazottaknak.

### Az Eötvös Loránd fizikai tanulóverseny feladatai:

1. A földi testek súlya a Föld középpontja felé irányuló tömegvonzásnak és a Föld forgásából eredő, a forgási tengelyre merőleges centrifugális erőnek az eredője. Ebből következik, hogy — a sarkokat és az egyenlítőt kivéve — a nehézségi erő, vagyis a függőőn iránya nem mutat a Föld középpontja felé.

a) Mekkora ez az eltérés ( $\varepsilon$  szög) pl. a  $45^\circ$  északi szélesség alatt?

b) Mekkora iránykülönbséget mutatna két különböző anyagból készült függőőn, ha nehézségi gyorsulásai különbözők, nevezetesen: az egyiké  $g$ , a másiké  $g' = g(1 \pm k)$  lenne, ahol  $k = 1/1000$ ,  $k = 1/50\,000$  és  $k = 1/20\,000\,000$ , amilyen pontossággal Newton, Bessel és Eötvös a  $g$ -nek anyagi minőségtől való függetlenségét kísérletileg kimutatta. (A föld sugara: 6370 km.)

2. 110 V, 15 W-os légüres izzólámpa izzószála  $l$  hosszúságú,  $d$  átmérőjű wolframhuzal. Milyen hosszú és milyen vastag huzalt kell szerelni 110 V, 40 W-os lámpába,

a) ha azt kívánjuk, hogy a 40 W-os lámpa fonálának izzási hőmérséklete ugyanolyan legyen, mint a 15 W-osé,

b) ha a 40 W-osnál, mivel a fonala vastagabb, 2%-kal nagyobb izzási hőmérsékletet engedünk meg abszolút fokokban mérve.

A tényleges adatok:  $d = 15,10^{-3}$  mm,  $l = 20$  cm.

A 15 W-os izzószál hőmérséklete  $2550^\circ$  absz. (Megjegyzendő, hogy a wolframhuzal sugárzási szempontból nem fekete test;összsugárzása az abszolút hőmérsékletnek nem a 4-ik, hanem a 4,5-ik hatványával nő.)

3. Magyarázzuk meg a fényszóró működését: hányszorosra fokozza a fényszóró tükre vagy lencséje a terep megvilágítását; mi és hogyan határozza meg ennek az »erősítési tényezőnek« értékét?

A legnagyobb kb. 2 m átmérőjű tükrökkel több milliárd gyertyafényerejű fényszórókat állítottak elő. Hogyan jön ki e szám és mi az értelme?

4. Vízszintes talajra a függőlegessel  $\alpha$  szöget bezáró szög alatt  $c$  sebességgel gumilabdát hajítunk. Ez felpattanva, egy a becsapódás helyétől  $s$  távolságban levő függőleges falnak ütközik és innen visszapattanva ér az előbbi vízszintes alapra.

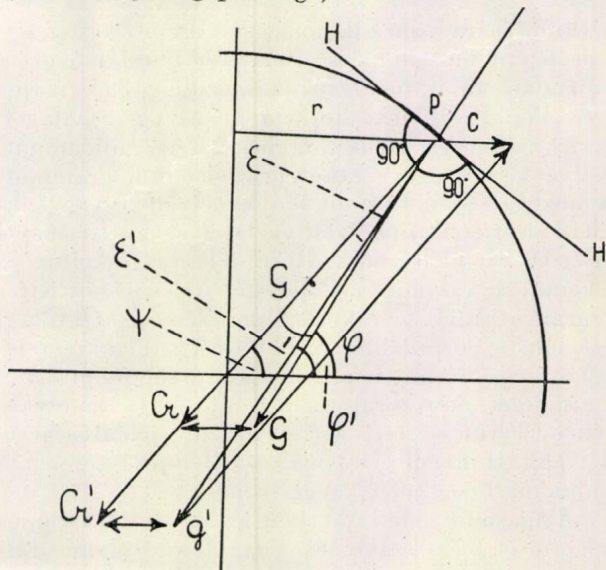
Feltételezve, hogy a levegő ellenállása elhanyagolható és az összes ütközések tökéletesen rugalmasak, mekkora távolságban ér újra földet a labda a faltól? Számoljunk  $\alpha = 30^\circ$ ,  $s = 150$  cm,  $c = 10$  m/sec.

### A feladatok megoldása:

1. Feladat (ld: Eötvös, Pekár, Fekete, Ann. d. Physik, IV. Bd. 68, 11, 1922)

$$(1) \quad C = r \cdot \omega^2 = R \cdot \sin \varphi \omega^2$$

a tömegegységre ható centrifugális erő, a centrifugális gyorsulás,  $G = a$  Föld vonzása  $lg$  tömegre  $g = a$  nehézségi erő tényleges gyorsulása.  $\varphi =$  az északi szélesség, amint azt a függőőn, illetve a reá merőleges vízszintes  $H-H$  sík kijelöli (a sarkmagasság pótszöge)  $= 45^\circ$



1. ábra



$$\begin{cases} R = 6370 \text{ km} \\ r = 4500 \text{ km} \\ g = 981 \text{ cm/sec.}^2 \end{cases} \quad \omega = \frac{2\pi}{86164 \text{ sec.}}$$

$G$  és  $C$  eredője  $= g$ ; ennek iránya a függőleges, nagysága pedig

$$(2) \quad g = G \cos \varepsilon - C \cos \varphi$$

A vízszintes irányban  $G$  és  $C$  komponensei egyensúlyban vannak, azaz

$$(3) \quad G \sin \varepsilon = C \sin \varphi \quad \text{vagyis (2) és (3)-ból}$$

$$(4) \quad \operatorname{tg} \varepsilon = \frac{C \sin \varphi}{g + C \cos \varphi}$$

Ez a (2), (3) és (4) az Eötvös eredeti egyenlet levezetése.

**Számérték.**

$$\begin{aligned} C &= R \cdot \sin 45^\circ \left( \frac{2\pi}{86164} \right)^2 = 6,37 \cdot 10^8 \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{4\pi^2}{(8,616)^2 \cdot 10^2} = \\ &= \frac{6,37}{(8,616)^2} \cdot 2 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi^2 \frac{\text{cm}}{\text{sec.}^2} \end{aligned}$$

**Logarléccel számolva:**

$$C = 2,39 \approx 2,4 \text{ cm/sec.}^2$$

$$\varphi = 45^\circ, \text{ tehát:}$$

$$C \sin \varphi = C \cos \varphi = 1,68$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{1,68}{981 + 1,68} \approx \frac{1,68}{983} = 0,00172 = 5'54''$$

(pontosan  $5'57''$ )

Más levezetés  $CGg\Delta$ -ból

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \varphi} = \frac{C}{g}; \quad g \sin \varepsilon = C \sin \varphi, \text{ de } \varphi = \varphi - \varepsilon, \text{ tehát}$$

$$g \sin \varepsilon = C \sin (\varphi - \varepsilon) = C \sin \varphi \cos \varepsilon - C \cos \varphi \sin \varepsilon$$

$$\sin \varepsilon (g - C \cos \varphi) = C \sin \varphi - \cos \varepsilon$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{C \sin \varphi}{g + C \cos \varphi}$$

$\varepsilon$  kicsinysége (ill.  $C \ll g$ ) miatt írhatjuk közelítőleg

$$(5) \quad \sin \varepsilon = \frac{C}{g} \sin \varphi \approx \frac{C}{g} \sin \varphi$$

**1. feladat második része:**

A  $Pgg'\Delta$ -ból (az ábrán nem jól látható)

$$\frac{G' - G}{g} = \frac{\sin (\varepsilon' - \varepsilon)}{\sin \varepsilon}, \text{ innen } \sin (\varepsilon' - \varepsilon) = \varepsilon' - \varepsilon =$$

$$= \frac{G' - G}{g} \sin \varepsilon, \text{ ha } G' = G(1 + k),$$

$$(6) \quad \varepsilon' - \varepsilon = \frac{G}{g} k \sin \varepsilon$$

avagy, elegendő közelítéssel ( $G \approx g$ ;  $\sin \varepsilon = \varepsilon$ ) egyszerűen

$$(7) \quad \varepsilon' - \varepsilon = k \varepsilon$$

N. B.: ez közvetlen látható az 1. old. (5) egyenletéből, mely szerint  $\sin \varepsilon$  (vagyis  $\varepsilon$ ) fordítva arányos  $g$ -vel (vagyis közelítőleg  $G$ -vel)

$$\varepsilon = \frac{C \cos \varphi}{g}, \text{ ha } g' = g(1 \pm k), \text{ lesz } \varepsilon' = \varepsilon(1 \mp k)$$

és

$$(8) \quad \varepsilon' - \varepsilon = \mp k \varepsilon$$

ami (7)-el azonos.

**2. feladat első része:**

legyen  $W_1$  és  $W_2$  a két lámpa fogyasztása

$R_1$	$R$	«	«	fonalának »meleg«
$l_1$	$l_2$	«	«	«
$d_1$	$d_2$	«	«	«
$f_1$	$f_2$	«	«	«
				ellenállása
				hossza
				vastagsága
				felülete

Vakuum lámpáról lévén szó, a Joule-hő = a kisugárzott energiával. Tehát:

$$W_1 = \frac{E^2}{R_1}, \quad W_2 = \frac{E^2}{R_2}; \quad \frac{W_2}{W_1} = a = \frac{R_1}{R_2} = \frac{C_1 d_2^2}{l_2 d_1^2} \dots (1)$$

hasonlóan:

$$\begin{aligned} W_1 &= f_1 \sigma T^{4.5}, \quad W_2 = f_2 \sigma T^{4.5}, \quad \frac{W_2}{W_1} = a = \\ &= \frac{f_2}{f_1} = \frac{l_2 d_2}{l_1 d_1} \dots (2) \end{aligned}$$

1. és 2. összeszorozva:

$$(3) \quad a^2 = \frac{d_2^3}{d_1^3}, \quad d_2 = a^{2/3} d_1 = \left( \frac{W_2}{W_1} \right)^{2/3} d_1 \dots (4)$$

(2) négyzetét (1)-el osztva:

$$(5) \quad a = \frac{l_2^3}{l_1^3}; \quad l_2 = a^{1/3} l_1 = \left( \frac{W_2}{W_1} \right)^{1/3} l_1 \dots (6)$$

A jelen esetben

$$a = \frac{40}{15} = \frac{8}{3} = 2,666 \quad a^{1/3} = 1,385$$

$$a^{2/3} = 1,90, \text{ tehát}$$

$$\begin{aligned} l_1 &= 20 \text{ cm} \\ d_1 &= 15 \mu \\ l_2 &= 1,385 \times 20 = 27,7 \text{ cm} \\ d_2 &= 1,90 \times 15 = 28,5 \mu \end{aligned}$$

**2. feladat második része:**

Ha  $T_2 = T_1 + 2\%$ , akkor a) a sugárzó energia  $\text{cm}^2$ -ként  $2 \times 4,5 = 9\%$ -kal megnő, tehát a 40 W-os lámpa izzószálának felülete  $9\%$ -kal kisebb lehet, vagyis 2. helyett lesz: 2.)  $f_2' = 0,91 f_1'$

b) A specifikus ellenállás is megnő és pedig kerekén  $1\%$ -kal (ez a feladat szövegéből, sajnos, kimaradt) vagyis

1. helyett lesz:

$$1' \dots \quad \frac{W_2}{W_1} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{e_1'}{1,01 l_2'} \cdot \frac{d_2'^2}{d_1'^2} = a$$

$$\text{tehát: } 1'', \dots \quad \frac{l_1'}{l_2'} \cdot \frac{d_2'^2}{d_1'^2} = 1,01 a$$

$$2'', \dots \quad \frac{l_2' d_2'}{l_1' d_1'} = 0,91 a$$

s ebből, elegendő ( $1\%$ -on belüli) pontossággal:

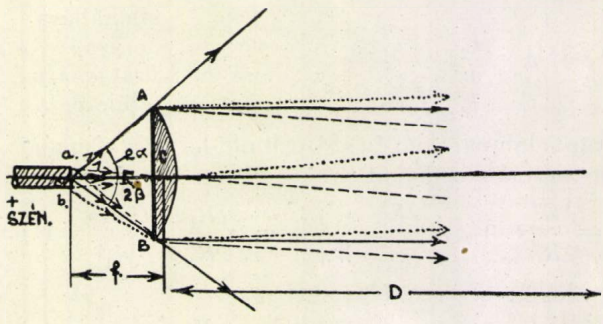
$$\begin{aligned} \frac{d_2'^3}{d_1'^3} &= 0,91 \times 1,01 a^2 \approx 0,92 a^2, \quad d_2' = 0,92^{1/3} \cdot a^{2/3} \cdot d_1 = \\ &= 0,97 d_2 \end{aligned}$$

tehát számszerűen:  $l_2' = 27,7 \times 0,93 = 25,8 \text{ cm}$  és

$$d_2' = 28,5 \times 0,97 = 27,7 \mu$$



### 3. Feladat.



2. ábra.

A labda az  $A$  pontban földet érve, onnan  $\alpha$  szög alatt  $c$  sebességgel felpattan, a ferde hajítás törvénye szerinti parabola pályán éri el a falat, a  $C$  pontban  $\beta$  szög alatt. Az ütközés szabálya értelmében innen *ugyancsak*  $\beta$  szög alatt verődik vissza (lásd az ábrát), további pályája tehát tükörképe lesz annak a pályának, amit leírt volna, ha a fal nincs ott.

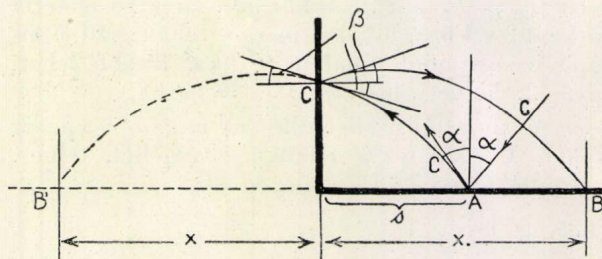
Más szóval  $x + s = a$  földről ferdén  $\beta = (90 - \alpha)$  szög alatt  $c$  sebességgel elhajított test vízszintes hajítási távolságával, vagyis

$$X + \Delta = \frac{C^2 \sin 2\beta}{g} = \frac{C^2 \sin (180^\circ - 2\alpha)}{g} = \frac{C^2 \sin 2\alpha}{g}$$

$C = 10 \text{ m/sec}$   $\alpha = 30^\circ$   $g = 9,81$  téve és  $\Delta = 1,5 \text{ m}$

$$X + \Delta = \frac{100 \sqrt{3}}{2 \cdot 9,81} = 8,85 \text{ m, innen } X = 8,85 - 1,5 = 7,35 \text{ m}$$

### 4. Feladat.



3. ábra.

a) A fényszóró rendszerint parabólikus tükör gyújtópontjában elhelyezett, lehetőleg pontszerű fényforrásból (ívlámpa krátere) áll. Az optikai viszonyok könnyebben áttekinthetők, ha *tükör* helyett *lencsét* veszünk (lásd a 2. mellékelt ábrát), ahol a fényforrás egyes pontjaiból kiinduló 3—3 sugarat, kihúzott, pontozott és vonalkázott egyenessel tüntettük fel. Eszerint a lencse (ill. tükör) szerepe az, hogy a fényforrás egyes pontjaiból a lencse méretei által megszabott  $2\alpha$  nyílásszögű *széttartó* nyalábokat *párhuzamos* nyalábokká ala-

kítja át, amely különböző párhuzamos nyalábak egymástól már csupán a  $2\alpha$  szöggel (a *fényforrásnak* a lencse optikai középpontjához tartozó látszögével) divergálnak.

Az »erősítési tényező« egyszerű megfontolásból adódik, legyen  $D$  az az igen nagy, több száz méter vagy néhány km távolság, amelyben a *fényt* egy függőleges felületen felfogjuk, továbbá  $L$  a lencse (az  $AB$  átmérőjű kör) *területe*,  $k$  a kráter (az  $ab$  átmérőjű kör) *területe*. Lencse nélkül a fényforrás az  $ACB$  nyílásszögön át olyan közt világít meg, amelynek *területe*

$$T = \frac{D}{f} L = \frac{D}{f} \frac{AB^2}{4} \pi.$$

A lencse a fényforrást, a krátert *leképezi* a  $D$  távolságban lévő síkra, a kép *területe* (amelyen a lencsére eső *minden* fény összegyűlik),

$$t = \frac{D}{f} \cdot k = \frac{D}{f} \frac{ab^2}{4} \pi : \text{innen az erősítési tényező}$$

$$e = \frac{T}{t} = \frac{L}{k} = \frac{\text{a lencse területe}}{\text{a fényforrás területe.}}$$

b) A legnagyobb fényszórók tükre 2 m átmérőjű, a pozitív szén kb. 25 mm vastag, a kráter átmérője kb. 2 cm. Ebből:

$$e = \left( \frac{200 \text{ cm}^2}{2 \text{ cm}} \right) = 10^4. \text{ Egy ilyen fényszóró kb.}$$

200  $A \times 50 \text{ Volt} = 10\,000 \text{ Watt}$ -ot fogyaszt és ú. n. effekt-szenekkel a spec. fogyasztás kb. 0,1 W/gyertya lévén, kb.  $10^5$  gyertyafényt szolgáltat, tükör nélkül. A *fényszóró fénysűrűsége* e szerint kb.  $10^4 \cdot 10^5 = 10^9$  gyertya. Ez azt jelenti, hogy a *fényszóró által befogott nyalábon belül* a megvilágítás erőssége annyi, mint amekkorát — lencse vagy tükör nélkül —  $10^9$  gyertya erősségű fényforrás okozna.

### Corollarium.

Ha szemünket a  $D$  felületen, a kráter-kép helyére helyezzük (ahol a rajzon folytonos pontozott és vonalkázott egyenessel rajzolt sugarak egyesülnek) s a *lencsébe* nézünk, azt egyenesen világító felületnek fogjuk látni. Amellett a lencse *minden* pontjából »annyi fénysugár« indul ki (pl. a rajzon 3—3 sugár) mint a fényforrásból, lásd az  $A, B, C$  pontokat, tehát a *lencsefelület látszólagos fényszerűsége egyenlő a fényforrás felületi fényszerűségével* (mint ez a geometriai optikából jól ismeretes). Mivel azonban felülete  $(AB^2/ab^2)$ -szer nagyobb, mint a lencséé, a megvilágítás erőssége is ennyiszor lesz nagyobb, vagyis

$$e = \frac{AB^2}{ab^2} = \frac{L}{k} = \frac{\text{a lencse területe}}{\text{a fényforrás területe.}}$$

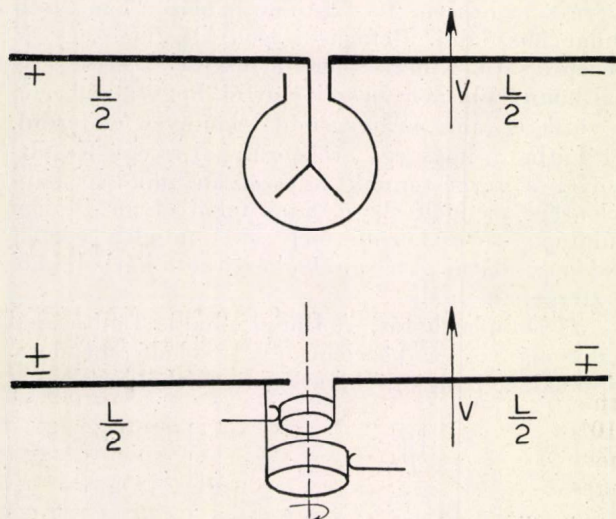
S. P.



## Hol a hiba?

Egy repülőgép sebességét a Földhöz viszonyítva — ha a magasságát ismerjük — egyszerű optikai eljárással határozhatjuk meg. Ehhez természetesen a Földet, valami földi tárgyat látnunk kell. Ha a Földet nem látjuk, akkor — elgondolásunk szerint — a repülő sebességét a földmágnesség erővonalaihoz képest, mint a Földdel összekötött, nyugvó koordináta rendszerhez képest lehetne megállapítani és pedig a következő módon:

A repülőgépre, a gép tengelyére merőlegesen, jól elszigetelve  $l$  hosszúságú egyenes fémrudat helyezünk el. Repülés közben e rúd metszi a földmágnesség erővonalainak függőleges összetevőit, s ezáltal benne  $U = v \cdot V \cdot l$  nagyságú elektromotoros erő indukálódik, ahol  $v$  a repülő sebessége,  $V$  pedig a földmágnesség vertikális intenzitása. Legyen pl.  $v = 360 \text{ km/óra} = 100 \text{ m/sec}$ ,  $V = 0,5 \text{ oerst.}$ , akkor  $U = 5 \text{ millivolt}$ . Ezt úgy mérhetnők meg,



1. és 2. ábra.

hogy a szóbanforgó vezetőt a közepén megszakítanók és a két fele közé érzékeny elektrometert, pl. egy Lindemann-elektrometert iktatnánk (lásd a

vázlatos 1. ábrát), amely rázkódásokra nem érzékeny, mérési érzékenysége pedig kb.  $1 \text{ mV/oszt.}$  részig fokozható. Nagyon közelfekvő gondolat a feszültséget erősítővel megnövelni, s mivel változó feszültségek erősítése sokkal egyszerűbb és megbízhatóbban végezhető, berendezésünket úgy módosítanók, amit azt a 2. ábrán feltüntetünk. A fél-rudak belső végeit egy-egy csúsztató-gyűrűhöz erősítjük, az egészet a repülő tengelyével párhuzamos tengely körül állandó szögsebességgel (pl. mp-enként 10 fordulatszámmal) forgásba hozzuk úgy, hogy a két fél-rúd váltakozva  $+$  és  $-$  töltésű lesz, az így előállított 10 hertz váltakozású feszültséget kefék segítségével szedjük le és visszük az erősítőhöz. A nyert váltófeszültség-ceteris paribus arányos lesz a repülőgép sebességével.

Egy nehézségről azonban még nem tettünk említést:

A Földnek nemcsak mágneses, de elektromos erőtere is van; a térerősség normális időben a földfelszín közelében kb.  $130 \text{ volt/méter}$ , tehát sokezerszerese a mérendőnek és azonkívül is a légkör állandóan tele van légköri elektromos zavarokkal. Ezen azonban könnyű segíteni: Forgó rudunkat zárt fémházba (Faraday-kalitikába) fogjuk elhelyezni, az erősítőhöz vivő vezetékét is árnyékolni fogjuk, — s már hozzá is foghatunk készülnünk megépítéséhez.

E gondolat kerekén 25 évvel ezelőtt ötlött eszembe;<sup>1)</sup> javaslatomra az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt., melynek akkor szolgálatában álltam, a találmányra szabadalmi bejelentést is tett, de mielőtt a találmányi eljárás megindult volna, rájöttem, hogy az elgondolásban elvi hiba van s a bejelentést visszavontuk. — *Kérdés, hol a hiba benne!*

<sup>1)</sup> A gondolat előzménye az a — félig tréfás — fizikai feladat, melyet a »Rádió és Filmtechnika« 1949 augusztusi számában, a 282. oldalon, megoldását pedig ugyanazon folyóirat 1949 októberi számában, a 349. oldalon közöltem.

Selényi Pál

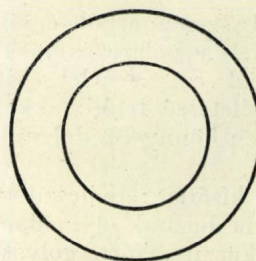
Egyetemi Fizikai Intézet, Budapest.

## Feladat

Kör alakú edény belsejébe koncentrikusan átlátszatlan hengert állítunk. A gyűrűalakú teret folyadékkal töltjük meg. Oldalról nézve milyen mértékben látjuk szélesebbnek a hengert? Törésmutató  $n$ .

Vermes Miklós

Evang. gimn. Budapest.





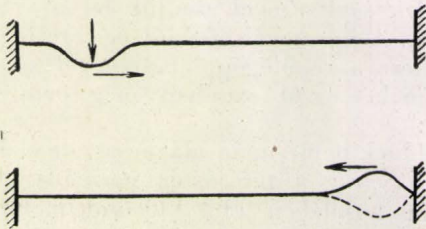
## Néhány előadási-kísérlet

1. *Rezgéstan.* a) Vízszintes és függőleges acél-drótspirális. A spirális 1,5 mm vastagságú acél-drótból készíthető, a spirálmenet átmérője 19 mm volt, a hossz tetszőszerinti lehet. Minél hosszabban van kifeszítve (4–6 m) a hallgatóság előtt, az egyes rezgéstani jelenségek annál jobban szemléltethetők.

A vízszintesen kifeszített acélspirálissal jól szemléltethető jelenségek:

Rugalmas alakváltozás haladása és visszaverődése a rögzített végén (1. ábra).

Álló hullámok különböző hullámhosszak mellett. A gerjesztést egy rugalmas vesszővel vagy acéldróttal szabadkézzel végezzük. Kis gyakorlat-



1. ábra. Rugalmas alakváltozás haladása és visszaverődése a rögzített végén.

tal az alaphangtól fel 5–6 felhangig lehet jutni. Ugyancsak az alaprezgésre felhangokat is lehet rávinni. Ez szemmel láthatóan mutatja, hogy egy húr egyszerre többféle rezgést végezhet.

A függőlegesen (valamilyen állványra) felfüggesztett acélspirális segítségével nagyon jól szemléltethetők a longitudinális hullámoknál fellépő sűrűsödések és ritkulások. A rezgést azáltal tesszük láthatóvá, hogy rajzpapírból 5–8 cm átmérőjű körlelapokat rögzítünk a spirálisok közé egyenletesen kb. 6–8 cm távolságra. A rezgést újra szabadkézzel gerjesztjük, legkönnyebben egy elhasznált acélfűrészlappal. Itt is lehet szemléltetni egy rugalmas impulzus haladását és a rögzített végén a visszaverődését. Ugyancsak több hullámhossz állítható elő és a csomópontokat a nyugalomban maradó papírdarabok jól szemléltetik. Kellő gyakorlattal 2 m hosszú spirálison 2–3 csomópont állítható elő. A kísérlet jól kihasználható arra a célra, hogy a longitudinális hullámoknál a mozgás- és nyomásváltozást külön vegyük figyelembe. Ahol nagy az elmozdulás, ott a papírlémezek távolsága nem változik, tehát ott nincs sűrűsödés, azaz nyomásváltozás, ahol pedig a papírlémezek szinte állnak, ott a szomszédok összesűrűsödnek, tehát ott a mozgásnak csomópontja, a nyomásváltozásnak pedig maximuma van.

b) Polározás. Didaktikai szempontból egyik legnehezebb feladat a fénynél a polározás megértése. Ha azonban sikerül ezt a jelenséget mechanikai rezgéseken szemléltetessé tenni, akkor már az optikában is lényegesen könnyebb dolgunk van.

Erre szolgál a következő kísérlet: Kifeszített kötelet tranzverzális rezgésekbe hozunk oly módon, hogy a kötelet egy excentrikusan átfúrt, golyós-

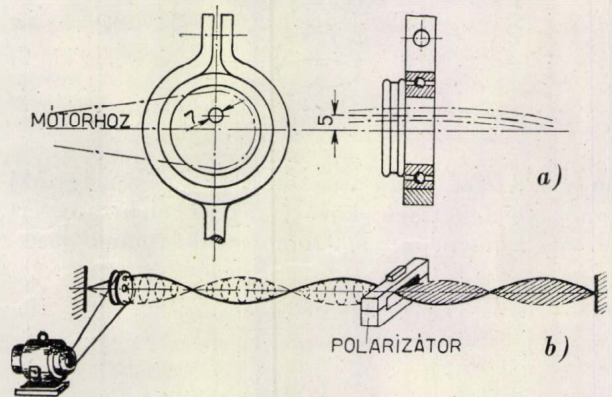
csapágyba ágyazott korongon húzzuk át, melyet egy motor hajt (2/a ábra). Ha a kötel bizonyos idő múlva felvett egy meghatározott rezgési alakot, alkalmazzuk a »polarizátor«-t. Ez két fadarabból állhat, melyekkel a kötel rezgéseit különbözőképpen befolyásolhatjuk. Ilyen módon szépen szemléltethető a polarizáció síkjának az elfordulása (2/b ábra).

c) Kundt-cső. Ez közismert kísérlet. Hengeres vízszintes üvegcsőben parafareszelék van. A hengerbe parafadugón keresztül üvegrúd nyúlik. Ha az üvegrudat pl. egy nedves szövetdarabbal megdörzsöljük, sivítő hangot ad és a hangrezgések hatására az üvegcsőben állóhullámok keletkeznek, melyeket a parafareszelék elhelyezkedése szemléltet. Szépen láthatók a csomópontok is, úgy hogy a hangrezgések száma a leírt hullámhosszból és hangterjedésséből ki is számítható.

A bemutatás szerint: az üvegrúd helyett célszerű 2 m hosszú, 10–15 mm átmérőjű ezüstacélrudat használni. Befogásra igen alkalmas egy jó közepes satu. Kiderül, hogy a rezgések keltése sokkal könnyebb, nem beszélve arról, hogy a rúd nem is törik el, ami az üvegrúddal könnyen előfordul.

Látható, hogy egy acélspirálissal és egy Kundt-csővel a rezgéstannak úgyszólván minden alapjelensége szemléltethető. Ezek tehát olyan — nem túldrága — eszközök, melyekkel minden iskolát érdemes ellátni. Acélspirális készíthető bárhol, ahol esztergapad van.

d) Doppler-hatás. A Doppler-hatás tanításánál hagyományos a közeledő és távolodó mozdony sípjának a hangjára hivatkozni. Vízhullámokon a



2. ábra. Kísérleti berendezés a polározás mechanikai szemléltetésére.

Dopplerhatás éppúgy szemléltethető, mint a hullámok egyéb viselkedése. A Dopplerhatáshoz a víz felületén mozgatni kell a hullámkeltő csúcsot. Egyszerűbb azonban a vizet áramlásban tartani, mert vetítés esetén a csúcs így nem megy ki a látómezőből.

Folytonos vízsugarat akár közvetlenül a vízvezetéki csapból, akár valamely megfelelő magasságban elhelyezett edényből gumi- és üvegcsővön keresztül állíthatunk elő. A vízsugarat ívlámpa fényével világítjuk meg és kivetítjük. Ha most egy



vékony üvegszálat vagy csúcsot állítunk akadályként a vízsugár útjába, az ernyőn azt látjuk, hogy a vízsugár felülete hullámos lesz. Azért lesz hullámos, mert az üvegcsúcs (fogpiszkáló csúcs is jó) a víz felületén kapilláris zavart okoz, ami az áramló felületen hullámként terjed tovább. Tehát egy hullám szembe, egy pedig a vízáramlás irányába halad. A szemben haladó hullám hossza össze lesz nyomva (a hangtanban a hang magasabb lesz), az áramlás irányában haladó pedig meg lesz nyújtva, azaz hangtanilag alacsonyabb hangot hallunk. Itt tehát a hullámok hosszúságának a megváltozása direkt megfigyelhető. A kísérlet még szebben állítható elő egy lapos edényben, ha ott víz áramlik és egy rezgő csúccsal felületi vízhullámokat hozunk létre.

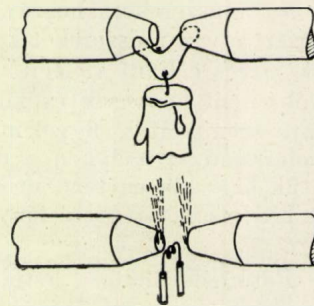
2. *Örvények szemléltetése füstkarikákkal.* Kb. 30 cm hosszú és 15–20 cm átmérőjű hengeres doboz egyik végén pergamenttel el van zárva, a másik végén kb. 4 cm átmérőjű környílás van. Ebbe üvegcsővön át cigarettafüstöt fújunk. Ha a pergamenre ütünk ujjunkkal, a köralakú nyíláson a füst karikák alakjában távozik. A karikákon a forgás is jól megfigyelhető, jelezve, hogy a levegőnek a nyílás falához való surlódása következtében keletkeztek az örvények.

3. *Konvekciós hőáramlás gázokban és folyadékokban.* Ennek a kísérletnek a bemutatására legalkalmasabb egy olyan üvegfalú edény, amelynek a feneké pléh, melyet kis lánggal (gyufa) melegíteni lehet. A kísérlet azonban akkor is sikerül, ha az üvegedény aljára izzó drótokon — egy pontban pár körmenet, — vezetjük a hőt. Ha most az edényt megtöltjük cigarettafüsttel, a kivetített képen szépen látható a hirtelen felszálló füstoszlop, mutatván a levegőáramot.

Folyadékok részére ugyanez az edény használható. Vízbe káliumhypermanganát kristályokat szórunk és engedjük, hogy ez nyugodt vízben az alsó folyadékréteget megfesse. Az edény alját gyufával melegítve, vagy egy kis drótspirálíst elektromos árammal melegítve, igen szépen felszálló festett vízoszlopot láthatunk. Egy ilyen üvegedény optikai kísérleteknél is nélkülözhetetlen.

4. *Schlieren<sup>1</sup>-jelenség és lángok diamágnessége.* A kísérlet bemutatása két célt szolgál. Egyik az, hogy bemutassuk a Schlierennek egyszerű eszközökkel való megvalósítását, amit sokszor lehet használni, a másik az, hogy egy egyszerű kísérletet, amelyik újabban kiment a divatból (nyilván a nem elégséges értelmezés miatt), most a helyes értelmezéssel újra használhatóvá tegyen. Közismert dolog, hogy egy gyertya lángja egy kis elektromágnes sarkai között szétnyomódik, mintegy szarvakat kap, azaz a láng a mágneses térből kitolódik (3. ábra). Ezt régebben így értelmezték, hogy a láng diamágneses. A láng nem test, hanem gázkeverék, tehát nem lehet róla mint testről beszélni. Ellenben kérdés, hogy miért tolódik ki a

láng a mágneses térből. Ennek oka az, hogy a levegő oxigénjét, amelyik erősen paramágneses, a mágnes behúzza a mágnes térbe és az ide betóduló hideg oxigén nyomja ki a gyertya lángját a mágnes térből. Hogy ez tényleg így van, a kísérletet meg lehet csinálni tisztán levegővel is. Ennélfogva a gyertya helyére egy kis drótspirálíst teszünk, amit elektromos árammal izzítunk. Az izzó drótról meleg levegő fog felfelé áramlani. A mágneset bekapcsolva a felszálló légáram két részre szakad. Ugyanis a levegő nitrogénje diamágneses, az oxigén paramágneses. Az oxigén paramágnessége azonban magasabb hőmérsékleten csökken. Így a mágnes tér a környezetből



3. ábra. A Schlieren-jelenség és a lángok diamágnességének demonstrálása

a hidegebb oxigént vonzza be a térbe, amelyik onnan a meleg oxigént kitolja.

Ezt a folyamatot láthatóvá lehet tenni ú. n. Schlieren-módszerrel. Ez abban áll, hogy a mágnesről jobbra, kb. 5–6 méterre felállítunk egy ívlámpát, vagy más pontszerű erős fényforrást (erős autópontlámpát) és ennek fényével a baloldalon ugyancsak 5–6 méterre levő fehér ernyőre árnyékot vetünk. Az árnyékban a meleg levegő jól látható lesz, amint a feláramló meleg levegőt megfelelő világítás mellett, kályhák vagy tűz felett is gyakran látjuk. A láthatóság oka az, hogy a törésmutató és sűrűség változik a hőmérséklettel. A mágnes sarkai közül tehát a nagyobb szuszceptibilitás miatt az oda erősebben beáramló oxigén a melegebb levegőt kinyomja. Hogy oda tényleg több oxigén áramlik be, azzal is láthatóvá lehet tenni, hogy egy égő taplódarabkát tartunk a mágnes sarkai közé. Ha a mágneset gerjesztjük, a tapló erősebben ég.

A Schlierennek ez a megvalósítása gyakran jól használható a tanításban. Pl. igen szépen mutatja egy gyertyáról feláramló légáramot. A gyertyaláng a mágnes sarkai között mutatja, hogy a gázoknak is van mágneses tulajdonságuk, azután azt, hogy az oxigén paramágnessége magas hőmérsékleten csökken, tehát a hőmérséklet szerepét az anyagok mágneses viselkedésében.

A Schlieren érzékenységet mutatja, hogy ha kezünket középre helyezzük, az ernyőn a kezünkről felszálló meleg levegőáramot is láthatjuk.

Gyulai Zoltán

Műegyetemi Kísérleti Fizikai Intézet

<sup>1</sup>A Schlieren szóra nincs jó magyar kifejezés!



# Fotométer és polariméter

(Tanulói mérések céljára)

Intézetünk egyik feladata az oktatás, melynek jobbátétele céljából bevezettünk elég nagy óraszámú tanulói méréseket. Ezekben a mérésekben a tanulók egyszerű eszközökön ismerkednek meg a bonyolult műszerek működési elvével. Mivel egyrészt komoly kivitelű eszköz nem állt kellő számban rendelkezésünkre, másrészt nem mindig tanácsos komoly műszereket hozzá nem értő kezekre bízni, azért olyan műszereket kellett készítenünk, melyek mérés céljára kielégítő pontossággal használhatók, nem kényesek és könnyen előállíthatók. Fenti szempontok figyelembevételével készítettünk polarimétert, melyben a drága nikolokat küszöböltük ki és fotométert, melyben egyszerűítettük a Ritchie-fotométert és a fényelektromos kolorimétert.

**Fotométer.** Fotométerünkön kétfajta mérés végezhető el.

a) **Ritchie-fotométer.** Mint ilyen, egy sötét színűre festett, furnírlapból összeállított dobozból áll, melynek közepére egy  $90^\circ$  törésszögű fehér prizma rögzíthető. A prizma fölé helyezhető egy csőbeépített lupe, melynek látóterét a prizma éle két egyenlő részre osztja. A készülék ily módon alkalmas fényforrás fényerősségének mérésére. Legyen egy ismert fényforrás erőssége az egység. Ezt a doboz egyik végére helyezzük, tehát  $r_1$  távolságra a prizmatól, az ismeretlen  $x$  intenzitású fényforrást addig közelítjük vagy távolítjuk, míg a lupe látóterében egyenlő világosnak látjuk a prizma lapjait. Ekkor  $r_2$  a távolság. Az egyenlő megvilágítás alapján

$$\frac{1}{r_1^2} = \frac{x}{r_2^2} \quad x = \frac{r_2^2}{r_1^2}$$

az intenzitás meghatározható. Ugyancsak a négyzetes törvényt is igazolhatjuk eszközünkkel, ha a doboz egyik végére ugyanolyan hosszú toldást teszünk, akkor négy egységnyi intenzitást kell ott elhelyezni, hogy ugyanolyan megvilágítást létesítsünk, mint a másik oldalon az egységnyi intenzitással.

b) **Fényelektromos koloriméter** (koncentráció meghatározás). A dobozból kivesszük a prizmat és lupét. A lupe helyére egy másik betétet helyezünk, melyen egy 50 köbcéntiméteres küvettának készítettünk kivágást. A cső egyik végére szelén fényelemet erősítettünk, a másik végére egy erős fényforrást (pl. kis vetítőt)  $x$  helyezzük, melynek fénye lehetőleg nem ingadozik. A fényelem áramát milliampermérővel mérjük. A vizsgálandó színes oldatból egy koncentráció-sorozatot készítünk és felvesszük a koncentráció-áramerősség görbét. Az ismeretlen koncentrációnak megfelelő áramerősséget berajzoljuk, és a hozzá tartozó koncentráció adja a keresett számértéket. A készülék, a fényelemtől eltekintve, igen olcsón előállítható. Küvettát

is készíthetünk üveglemezről, spanyolviasszal vagy más rendelkezésre álló ragasztószerszeggel ragasztva. Amennyiben fényelem nem áll rendelkezésre, akkor is használható az eszköz koncentráció meghatározásra. Ugyanis két egyenlő vastagságú küvettát helyezünk el a doboz két végén és egyenlő erősségű fényforrásokkal világítjuk meg. Középre a prizmat helyezzük a lupével. Az egyik oldalra helyezzük az ismeretlen koncentrációt, a másik oldalon addig változtatjuk az ismert koncentrációt, míg egyenlő erősségben látjuk a látómező két felét, ekkor a két koncentráció egyenlő. A felsorolt mérések nem egészen pontosak, de a hasonló elven működő komoly kivitelű koloriméterekhez előtanulmányként igen jól beváltak.

**Polariméter.** A polariméter problémájának megoldása szinte kínálkozik a polarizációs szűrők alakjában. Ezeknek az a tulajdonságuk, hogy a különböző síkban polarisfényt különbözőképpen nyelnek el. Tehát az átengedett fény polarizált lesz, s így mint polarizátor működik. A polarizációs szűrő ú. n. herapatit kristályokból áll, melyeket vékony rétegben zselatin- vagy celluloidlapok közé ágyazzák. A herapatit kristályokat jódsavvegyületekből állítják elő. (Kénsavas jódkinin.) Azonban előállításuk gyártási titkot képez. (Bernotar-herotar-lemezek.)

**A készülék leírása.** 1. *A polarizátor* : egy keretbe foglalt polarizációs szűrő, az *analizátor* : ugyancsak egy polarizációs szűrő, azonban  $180^\circ$ -os forgatási lehetőséggel, mutatóval és szögosztállyal ellátva. A polarizátor és analizátor lovasokba fogva optikai padon helyezhető el.

2. *Polariméter cső* : Ha már az analizátort és polarizátort aránylag olcsón előállítottuk, nem lehet, hogy a polarizációs cső drágítsa az eszközt. E célból egy egyszerű csövet készítettünk. Kb. 20 milliméter átmérőjű, és 200 milliméter hosszú csövet vettünk, az egyik végét lecsiszolva, kis üveglemezt ragasztottunk rá, míg a cső másik oldalát kissé megömlesztettük. Ennek az oldalnak zárására olyan paraffadugót használtunk, melyet átfúrva, kis üveglemezzel zártunk. Ily módon léghuborékmentesen lehet a vizsgálandó oldatokat a csőbe tölteni.

3. *Fényforrásként* egy akkumulátorral táplált kis zseblámpaizzót használtunk rubinüveg szín-szűrővel.

**Mérés.** 1. *Cukoroldat fajlagos forgatóképességének meghatározása.*

A fényforrás izzószálát, a polariméter csövet és analizátort egy tengely mentén helyezzük el az optikai padon. A csövet desztillált vízzel megtöltve, beállítjuk az analizátoron a legsötétebb helyet. Ez lesz a nullhelyzet. Ismert C %-os cukoroldatot töltve a csőbe, ismét beállítjuk a legsötétebb helyet. A két szög abszolút értékének különbsége lesz a forgatási szög.



Most megmérjük a folyadékoszlop hosszúságát  $l$  és az képlet alapján meghatározhatjuk a fajlagos forgatóképességet. Ennek ismeretében most a készüléket ismeretlen cukorkoncentráció meghatározására használhatjuk.

A mérés pontossága. Maximális pontosság.

A szögolvasás bizonytalansága =  $0,5^\circ$ .

A mért szög kb.  $20^\circ$ . Relatív hiba:

$$\frac{0,5}{20} \cdot 100 = 2,5\%$$

A hosszúságmérés bizonytalansága = 1 milliméter.

A mért hossz 200 milliméter. Relatív hiba:

$$\frac{1}{200} \cdot 100 = 0,5\%$$

A koncentráció bizonytalansága: nagyságrend kisebb, így elhanyagolható, tehát, a maximális pontosság:  $3\%$ .

Pontosabbá tehető a mérés, ha a szög leolvasásánál és a hossz mérésénél noniust alkalmazunk, akkor ugyanis a relatív hiba a mérésnél minimálisan  $0,6\%$ -ig szorítható.

Budapesti Egyetemi Orvosi Fizikai Intézet  
munkaközössége

## A háromféle rádióaktív sugárzás kimutatása egyszerű anyagokkal és eszközökkel<sup>1)</sup>

1896-ban és az utána következő években lett ismeretes, hogy az urán- és thóriumtartalmú anyagokból önmagától, természetesen, háromféle érdekes sugárzás indul ki.

a) Egy a röntgen-sugárzással teljesen azonos viselkedést mutató sugárzás, a  $\gamma$  sugárzás. A röntgensugár többek között áthatol a fény számára átlátszatlan anyagokon és hat a fényképező lemezre. Ezt teszi a  $\gamma$  sugár is. Kimutatása ezen az alapon történik.

b) Különálló parányi részecskékből álló atomlövődékeket lövellenek ki magukból az  $U$  és  $Th$  tartalmú anyagok. A lövődékek sebessége másodpercenként 14 000—20 000 kilométer. Erről a részecskéről kiderült, hogy a héliumatom magjával azonos. A részecskét  $\alpha$  résznek nevezzük. A részecske pályáját pedig  $\alpha$  sugárnak.

Ha acélgolyó acélfalba ütközik, szikrázik. Hasonlóképpen felvillanást okoznak az  $\alpha$  részecskék is, ha pl. cinkszulfidkristálynak ütköznek. Feketedést okoznak a fényképező lemezen is. Nagymértékben vezetővé teszik a levegőt. Mi elsősorban felvillanást okozó hatásuk segítségével figyeljük meg őket.

c) A fémdrótban mozgó elektronok alkotják az elektromos áramot. Az  $U$  és  $Th$  tartalmú anyagok ezeket az elektronokat magukból majdnem másodpercenként 300 000 km sebességgel lövellik ki. Az áramtól átfolyt vezető elmozdul mágneses térben. Eltérnek irányuktól a kilövelt elektronok is mágneses térben. A rádióaktív anyagokból kilövelt elektronokat  $\beta$  részecskének, pályájukat pedig  $\beta$  sugárnak nevezzük. Megfeketítik a fényképező lemezt. Az eltéríthetőség és a fényképező lemezre gyakorolt hatás alapján fogjuk kimutatni őket.

A rádióaktivitás felfedezését követő 16 év alatt rájöttek arra, hogy mintegy 40 féle rádióaktív anyag van. De ezek — 3 kivétellel — mindnyájan az  $U$  és  $Th$  elemekből keletkeznek természetes atom bomlás útján. Közülük 18 elem sugároz  $\alpha$  részecskéket. A többi elektronokat és  $\beta$  sugárzást bocsát ki.

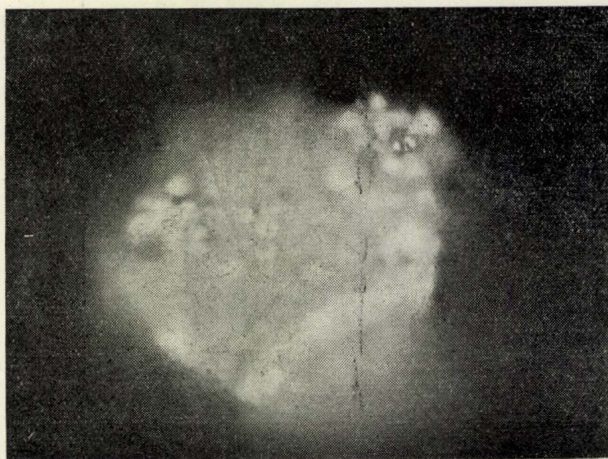
Ha tehát bármely  $U$  vagy  $Th$  tartalmú anyag sugárzását vizsgáljuk, akkor tulajdonképpen mint-

egy 40 féle sugárzó elem együttes sugárzását figyeljük (az urántartalmú anyagban mindig van thórium is és fordítva). Ezért kísérleteinkben nem egyetlen elem egyfajta sugárzása, hanem néhány tucat elemből kiinduló háromféle sugárzás fog hatni. De ez csak még érdekesebbé teszi feladatunkat. — Lesz-e a sugárzásban pl. rádium által kibocsátott sugárzás? Igen! Hiszen a 40 féle elem között ott van a rádium is. Ezt ugyancsak egyszerű kísérlettel lehet igazolni, de erre most nem térünk ki.

Honnan szerzünk radioaktív anyagot?

Legkönnyebben a thóriumhoz jutunk hozzá, a hosszú gázharisnya formájában. A gázharisnyának kb.  $\frac{3}{4}$  része thórium. Kísérleteinkhez teljesen elegendő ennek rádióaktivitása.

Sokkal nagyobb mértékben sugároz a világító óramutató vagy óralap magától világító (aktív) festékje. Különösen a régebben készült világító órák mutatóját, számlapját ajánljuk. Eldobott, rossz ébresztőórák kincset érnek a kísérletezőknek.



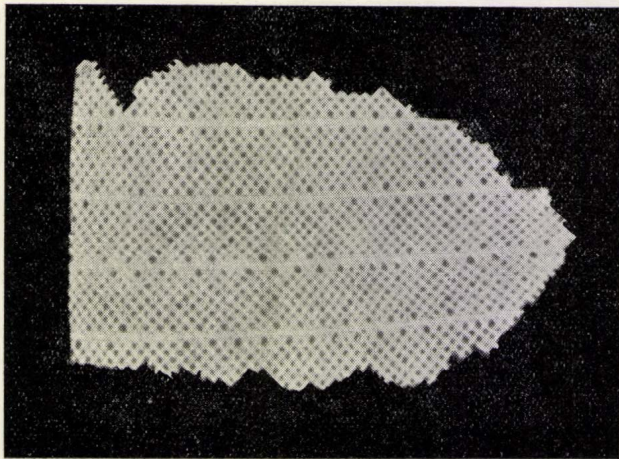
1. ábra. Szurokéredarab a fekete papíron át lefényképezi önmagát a láthatatlan  $\gamma$ -sugárzással. A képen jól látható, hogy az ércnek vannak uránban gazdagabb helyei. Ezek a helyeken legvilágosabb a kép. Az elmosódott helyek a rögös felületű ásványok a lemeztől távolabb eső mélyedéseitől származnak. A szerző felvétele. Exp. idő: 2 hét.

<sup>1)</sup> A TTT fizikai szakosztályában tartott előadás.

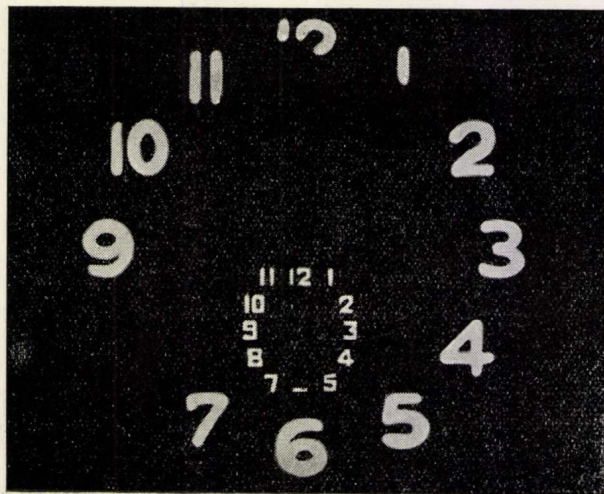




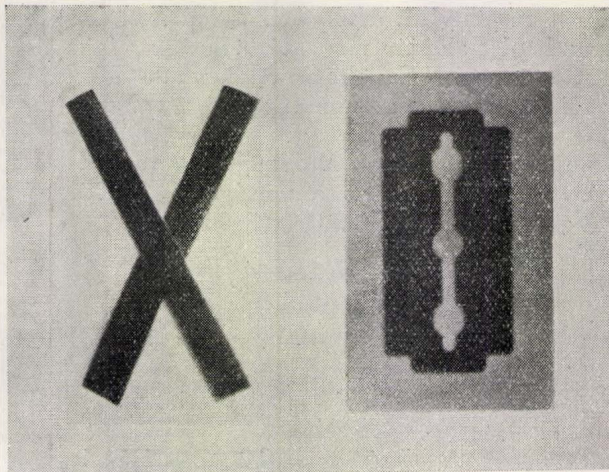
2. ábra. Az előbbi szurokérdarab  $\gamma$ -sugárzásával készült átvilágítási (röntgen) kép. Egy gyufaskatulya fedele alá biztonsági zár lapos kulcsát ragasztottuk, azután a fekete papírra burkolt lemezre fektettük. A falemezke fölé helyeztük a szurokérdarabot. A szerző felvétele. Exp. idő: 2 hét.



3. ábra. A gázharisnya önmagát fényképezi le a belőle kiinduló  $\gamma$ -sugárzással a fekete papíron át. A gázharisnyát nem szabad kiizzítani, mert szétporlik! A gyári új gázharisnyából kivágtott darabot a beburkolt lemezre fektetjük és az egészet egy könyv lapjai közé szorítjuk, hogy el ne mozduljon a harisnya. Az előző képeket az U sugárzása okozta, ezt a képet a Th sugárzása. A szerző felvétele. Exp. idő: 3 hét.



4. ábra. Egy olcsó ébresztőóra eldobott világitólapja a belőle kiinduló  $\gamma$ -sugárzással lefényképezi önmagát az átlátszatlan fekete papíron át. A kép ugyanúgy készült, mint az előző. Az óralap festékes fele fekszik a papírra a lemez érzékeny oldala felé. Az olcsó óra számlapjáról gyári hiba miatt hiányzik a 8-as szám. A 12-es szám csonkasága pedig attól ered, hogy ott volt a világitófestéssel be nem vont kis számlap a csengőbeállító számára. Az alsó teljes kisebb óralap egy karóráé. A szerző felvétele. Exp. idő: 1 nap.



5. ábra. 80 gramm gázharisnyaport tartalmazó vánkossal készült kép. Figyeljük meg, milyen szépen kirajzolódik a gyufaskatulya falap alakja minden részletképen. A fa vastagsága 1 mm. Az önborotvapengéé 0,1 mm. A tízszer vékonyabb fém mégis mennyivel jobban elnyeli a  $\gamma$ -sugárzást, mint a falemez. A szerző felvétele. Exp. idő: 1 hét.

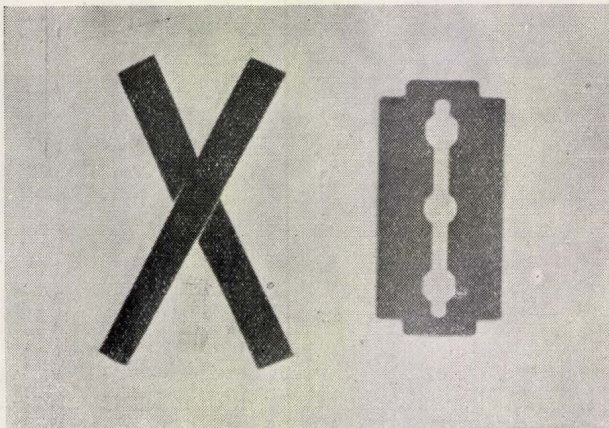
Világítóanyaguk 100—1000-szer hatásosabb, mint az ugyanakkora tömegű gázharisnya.

Esetleg hozzájuthatunk néhány szem uránnitrát kristályhoz. Fényképeszek használták erősítésre. Gombostűfejnyi darab már elegendő a felvillanások megfigyelésére.

#### A $\gamma$ sugár kimutatása.

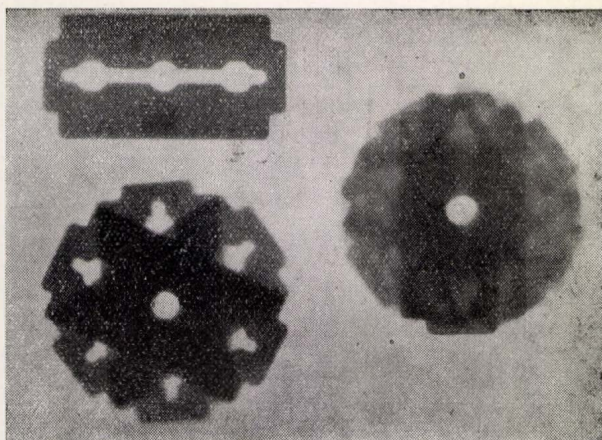
Kereskedelmi fényképező lemezt vagy filmet beburkolunk fekete papírosba és a lemez érzékeny oldalát fedő papírosra helyezzük azt a testet, amelyből kiinduló sugárzást vizsgálni akarjuk. A testből kiinduló  $\gamma$  sugárzás áthatol a papíron és megfeketíti a lemezt. Bizonyos idő múlva előhívjuk a lemezt. Ahol erősebb a sugárzás, ott erősebb a feketedés. Képeinken pozitív másolatokat látunk. Ezeken a képeken tehát az erősebb sugárzás helyein úgy látszik, mintha erősebb fény érte volna a lemezt.

Az 5. és a 6. ábrák érdekes összehasonlításra adnak alkalmat. Mind a kettő röntgen-kép, azaz átvilágítási kép. Gyufaskatulya két falemeze közé egyik esetben önborotvapengét ragasztottunk, a másik esetben pedig két keresztbe fektetett fém-



6. ábra. Klinikai röntgengéppel készült átvilágítási kép. Figyeljük meg, hogy a túlságosan erős sugárzás számára a falemez nem jelentett akadályt. Nem vet árnyékot. A fémek már erős árnyékot vetnek. De az önborotvapenge árnyéka sokkal világosabb, mint a 10-szer vastagabb keresztbefektetett két fémlemez árnyéka. Ezek már fekete árnyékot vetnek átvilágításakor. A röntgenklinika felvétele. Exp. idő 1/10 mp.





7. ábra. Gázharisnyapor-vánkossal készült felvétel. A  $\gamma$ -sugarak áthaladása annál kisebb mértékű, minél vastagabb az anyagréteg. A képen egy önborotvapenge, három, majd hat keresztbefektetett penge átvilágítási képe látható. A hárompengés képen észrevehetjük, hogy a 2, 3 pengével fedett helyek egyre erősebb árnyékot adnak. A szerző felvétele. Exp. idő: 2 hét.

szalagot. Hogy mi van a két összeragasztott falemez között, azt csak a falemezeken áthaladó sugárral történő átvilágítás mutathatja meg. A 6. ábra a röntgen-klinika röntgen-gépével készült, az 5. ábra pedig a gázharisnyatörmelékéből kiinduló  $\gamma$  sugárzással.

Egy kisebb névjegyborítékot megtöltöttünk gázharisnyatörmelékkel, azután ezt a vánkost borítottuk afölé a tárgy fölé, amelynek átvilágítási képét meg akartuk kapni a fényképező lemezen. Ha ilyen 40–800 gramm tömegű gázharisnyaport alkalmazunk, akkor a  $\gamma$  sugárzóhatás megfelelően nagyobb lesz, mint egyetlen alig 1 grammos gázharisnya esetén, tehát rövidebb expozíciós idő is elegendő.

A 7. ábrán több egymásra tett önborotvapengét kellett átvilágítani. A kép egyszerű gázharisnyaréteg alkalmazása esetén talán évek alatt készült volna el, thóriumvánkossal pedig 2 hét alatt.

Megjegyezzük, hogy a 7. képen a hat önborotvapenge alatt gyengébb feketedés mutatkozott, mint vártuk, tehát valamiképpen megerősödött a sugárzás hatása a lemezre. Ennek a jelenségnek is megvan a kellő magyarázata (másodlagos sugárzás).

#### Az a sugárzás kimutatása.

a) Ugyancsak közismert kísérlet az is, hogy a gázharisnya (és a többi sugárzó anyag) vezetővé teszi a levegőt, tehát a megtöltött elektroszkóp elveszíti töltését. A gázharisnyát ne az elektroszkóp tányérjára tegyük, hanem vegyük le az elektroszkópról tányérját, a gömbjét és csak a puszta rúdja álljon ki az elektroszkóp házából. Ezáltal az elektroszkóp kapacitása lehetőleg kicsiny lesz. Minél kisebb az elektroszkóp kapacitása, annál sebesebben esik a mozgó lemeze ugyanakkora töltésvesztés esetén. A gázharisnyát tegyük az elektroszkóp házára a rúd mellé. — Az elektroszkóp lemeze szemmél látható sebességgel esik. — De ha a rúdtól a harisnya felé fújunk, a kisülés megáll, illetve igen meglassul, mert ezáltal elfújuk a rúdtól a kisülést okozó ionokat.

Az a kérdés, hogy a háromféle sugárzás közül melyik teszi vezetővé a levegőt. Melyik hatása okozza főleg az elektroszkóp kisülését? Vajjon

az előbb megismert sugárzás-e, vagy a többi sugárzás egyike? Erre felel a következő kísérlet.

Töltsük meg megint az elektroszkópot. És tegyük a rúd mellé a gázharisnyát. Miközben a lemez esik, borítsunk egy írópapírból készült süveget a gázharisnyára. — Meglepve vesszük észre azt, hogy a kisülés megáll vagy legalábbis nagyon meglassul.

A kísérletet úgy is végezhetjük, hogy megmérjük azt az időt, amíg a lemez, mondjuk 10 osztályrészt esik papírsüveggel és papírsüveg nélkül.

Mivel a papírlap is felfogja a gázharisnyából kiinduló és a levegőt erősen vezetővé tevő sugárzást, azért ez a sugárzás nem lehet a  $\gamma$  sugár.

#### A papírlappal is elárnyékolható sugárzás különálló felvillanásokat okoz.

a) Mikroszkópi tárgylemezre ragasszunk kör alakú kivágással ellátott papírszeletet. Tisztítsuk meg gondosan a környítés fenekén az üvegfelületet és lehellekvékonyan kenjük be valamilyen ragasztó anyaggal. Azután hintsünk a környítésbe (pl. író toll hegyére vett) gombostűfejnyi cinkszulfidport. A cinkszulfidkristályok így az üvegfelületre ragadnak, de nem merülnek el a ragasztóban. Így készül el *felvillanó ernyőnk*.

A szóbanforgó cinkszulfidpor világító festék néven ismeretes. (Vigyázat, nem mindenfajta világító festék villan fel az  $\alpha$  részecskék ütközésére. Házilag nem készíthető.) Borítsunk a környítés fölé egy darabka gázharisnyát (vagy tegyük az ernyőre néhány morzsa uránnitrátot) a gázharisnya fölé egy cellofánpapírdarabot, (hogy védje a gázharisnyát a sérüléstől) és föléje ragasszunk egy újabb környítással ellátott papírlapot. Így tetszetős formájú preparátumot nyerünk, amely lényegében: gázharisnya-darab cinkszulfid felett.

Figyeljük sötétben a cinkszulfid ernyőt 10–50-szeres nagyítón át. Másodpercenként 6–10 felvillanást látunk.

Tehát valami kirepül a gázharisnyából (uránnitrátból), ami a cinkszulfidnak ütközik és fényt ad. Minthogy a felvillanások különállóak, diszkrét, különálló, diszkrét részecskékből áll az is, ami a felvillanásokat okozza.

b) Egy papírlap is megakadályozza a felvillanásokat.

Készítsünk egy másik üveglapra villanó ernyőt és az ernyő fölé tegyük gázharisnya-darabot. De most helyezzünk a gázharisnyadarab és a cinkszulfidréteg közé egy papírlapot is. — Nem fogunk a sötétben felvillanásokat látni.

Ez a kísérlet valószínűvé teszi, hogy az a sugárzás, amely olyan nagymértékben vezetővé tette a levegőt, azonos a felvillanásokat okozó sugárzással.

**Megjegyzés:** Felvillanásokat vizsgáló kísérleteinkben az ernyőnek legalább félóránig teljes sötétségben kell lennie a vizsgálat előtt, hogy elveszítse előző megvilágításból eredő fénylését, szemünknek pedig legalább tíz percig, hogy alkalmazkodjék a sötétséghez.

Mivel a felvillanásokra vonatkozó vizsgálatainkat igen erős félhomályban kell végezni (legfeljebb olyan világosság lehet, mint amilyen világos van



szobánkban éjtszaka holdvilágos éjjelen), azért nagyon alkalmas a tanulómikroszkópot használni nagyítónak. Ebbe az ernyőt könnyen beletehetjük, befoghatjuk és a nagyító lencsén át biztosan láthatjuk az ernyőt. Vigyázzunk, hogy mindig a lemez üvegoldala — a cinkszulfidréteg — essék szemünk felé.

c) Felvillanópor készítése gázharisnyatörmelék-ből és cinkszulfidporból.

A nagyító alatt sem a gázharisnyapor nem mutat felvillanásokat önmagában, sem a cinkszulfidpor. De keverjük össze gombostűfejnyi cinkszulfidot és ugyanannyi gázharisnyaport és a keveréket öntsük felvillanó ernyőnk fölé a papírníllásba. Ragasszuk le cellofánlappal és egy másik papírszelettel. Nagyítónk alatt másodpercenként 8—10 felvillanást figyelhetünk meg. Ha nem gázharisnyapor, hanem ezerszer aktívabb anyagot kevernénk össze a világítóporral, akkor az ezerszer nagyobb számú felvillanás már szabadszemmel is látható fénylésben tartaná a keveréket.

1 gramm Th másodpercenként 30 000  $\alpha$  részt lövel ki. 1 gramm mezothórium pedig kb. ezer-milliószor többet. Az önmagától világító festék rendszerint úgy készül, hogy cinkszulfid-porba parányi mezothóriumot kevernek.

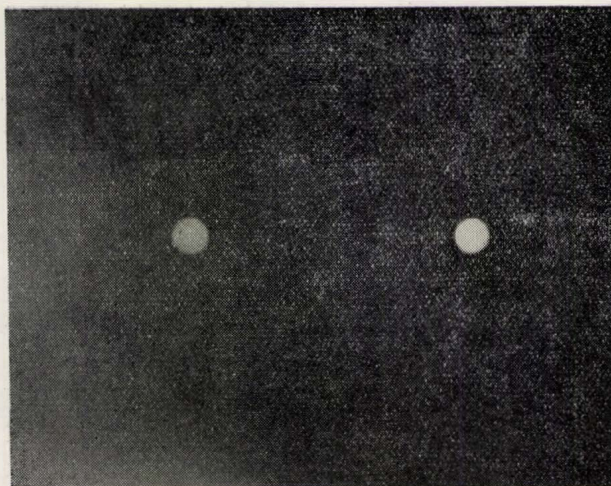
#### Rádióaktív ásványok kutatása.

Helyezzünk bármilyen anyagot az üveglemezen levő cinkszulfid ernyő fölé. Ragasszuk át cellofánlappal vagy papírral, hogy le ne essék róla. Ha felvillanás mutatkozik, akkor anyagunk uránt vagy thóriumot tartalmaz. Nagy megközelítésben: 5 mm átmérőjű ernyőt feltételezve, amelyet teljesen befed a vizsgált anyag, másodpercenként egy felvillanás akkora fokú rádióaktivitást árul el, mintha anyagunkban 2% urántartalom lenne. Látható, hogy egy tanulómikroszkóp és egy felvillanó ernyő birtokában bármilyen gyanuba fogott kőzetet percek alatt megvizsgálhatunk rádióaktivitására nézve. A felhasználásra érdemes anyagok másodpercenkénti sok felvillanással árulják el magukat. Pl. két mákszemnyi urán-szuokérc morzsa másodpercenként 8—12 felvillanást okoz ernyőnkön.

#### A harmadik fajta sugárzás a $\beta$ sugárzás kimutatása.

4—5 centiméter hosszú ólomcsövet vagy rézcsövet vágjuk két részre. A rövidebb csőrész legfeljebb 1 cm hosszú legyen. A cső belső nyílása ne legyen nagyobb, mint 2—3 mm. A két csődarab közé helyezzünk 2—3-szorosan írópapírlapot. A papírlap oldalt kiálló részeit vágjuk le, vagy hajlítsuk a cső oldalára, azután a két csődarabot erősítsük össze a körük tekert enyvespapírral. A rövidebb csőrész üregébe töltsünk gázharisnyaport. Azután ragasszuk le papírral a cső nyílását, hogy a gázharisnyapor ki ne essék belőle. — Készítsünk két ilyen teljesen egyforma csövet.

Beburkolatlan fényképező lemez fényérzékeny rétegére fektessünk egy erős és széles patkómágnest. A patkómágnes sarkai közé, a legerősebb mágneses térbe állítsuk fel az egyik csövet, szabad nyílásával lefelé. A másik csövet ugyanígy állítsuk a patkómágnes hajlatába, ahol nincsen számba-



8. ábra. A  $\beta$ -sugárzás kimutatása. A világosabb kör felett álló cső nem volt mágneses térben. A teljes erejű  $\beta$  és  $\gamma$ -sugárzás hatott a lemezre. A sötétebb kör felett álló cső igen erős mágnes sarkai között állott. A mágnes eltérítette a  $\beta$ -sugárzást. A fényképező lemezt gyengébb sugárzás éri, mint előbb. A szerző felvétele. Exp. idő: 4 hét.

vehető erősségű mágneses tér. Természetesen mindez a megfelelő fényképészeti megvilágítás mellett történik. Célszerű a lemezt egy alkalmas nagyságú dobozba fektetni és így összeállítani a berendezést. Utána lágy rongyokkal, összegyűrt papírral kitömökődjük a dobozt, hogy a mágnes és a csövek elmozdulását megakadályozzuk. Azután az összeállítást még fekete szövetbe burkoljuk és sötét helyre zárjuk. 2—4 hét múlva előhívhatjuk a lemezt. Mindkét cső nyílása alatt kör alakú feketedést okoz a gázharisnya sugárzása. De ha eltaláltuk a kellő expozíciós időt (lehet hogy több lemezt kell feláldozni a jó képhez, miközben változtatjuk a két csőrészt elválasztó papírlapok számát, hogy az elektronokat kellőképpen lelassítsuk), azt vesszük észre, hogy a mágneses térbe helyezett cső alatt kisebb mértékű a feketedés. Ez azt mutatja, hogy a mágneses térben kevesebb rádióaktív sugárzás jutott le a cső fenekére.

A jelenség magyarázata a következő: A felső csőrészben levő gázharisnyaporból háromfajta sugárzás indul ki. A papírlap elfogja az  $\alpha$  sugárzást. Ez nem jut le a fenékre. De a  $\gamma$  sugárzás szinte gyengítetlenül ér a fenékre. A papírlap előtte nem akadály és a mágneses tér sem téríti el. Ha csak ez a kétféle sugárzás indulna ki a thóriumporból, akkor mindkét cső alatt ugyanakkora mértékű lenne a feketedés. Ámde, mivel a mágneses térbe helyezett cső alatt a feketedés kisebb mértékű, a cső fenekére érkező sugárzás hatása gyengébb, ebből az következik, hogy kevesebb sugárzás ért le a cső fenekére, mert a mágneses térben a sugárzás egy része elhajolt és elnyelte a cső fala.

Hasonló kísérletekkel még az elhajlítás irányát is meg lehet állapítani és kiderül, hogy ez a sugárzás úgy hajlik el, mintha negatív töltések áramlanának a cső szabad vége felé.

Ez a mágneses térrel eltéríthető sugárzás, amely azonban egy-két papírlapon még alig gyengülve hatol át, — a negatív elemi töltésekből, elektronokból álló  $\beta$  sugár.

Öveges József,

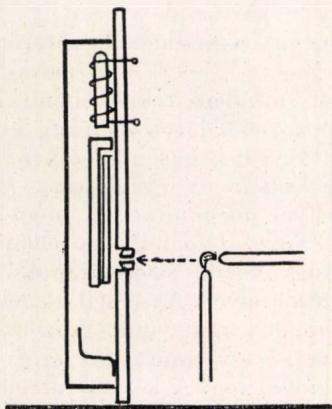
Áll. Ped. Főiskola, Budapest.



## Kísérlet a szabadesés úttörvényének megfigyelésére

A szabadesés tanításánál szükség van az úttörvény kísérleti észlelésére. Erre a célra használható az esés fényképezés által történő megfigyelése.

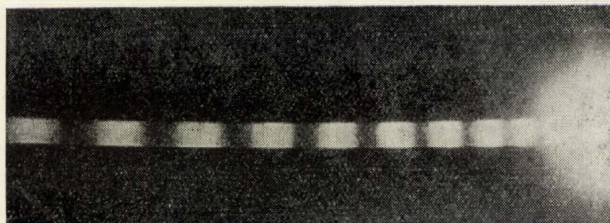
Kis, kb. 5 amperes ívlámpát váltóárammal táplálunk. Ezért a lámpa fénye másodpercenként 100-szor kialszik, vagyis a lámpa 0,01 másodperces fényjeleket ad. Az eszköz 40 cm magas fémfalra van szerelve. A fal közepén egy becsavarható betétben 0,1 milliméter széles vízszintes rés van, ezen át világít be a váltóáramos ívlámpa fénye, tehát a résen át másodpercenként 100-szor jön be fényjel. A rés elé, a lámpa felé kis bádoglemezt lehet húzni a fény útjának elzárására. A fémfalnak az ívlámpával ellentétes oldalán fényképezőlemezt ejtünk le. A lemez egy vasból készült tartóban van, amelyet ejtés előtt egy elektromágnes tart lebegve.



1. ábra. A kísérleti berendezés vázlata.

A leeső lemez esését egy rugalmas bádogpánt fogja fel. A kísérlet elvégzésekor az egész berendezésre védő takarót borítunk, egy bádogdobozt.

A kísérlet elvégzése gyors és a következő lépésekből áll. Eloltjuk a teremvilágítást és meggyújtjuk a piros fotolámpát (többet is). Egy közönséges  $6 \times 9$  cm méretű fotolemezt a vastartóba teszünk, érzékeny rétegével a rés felé és a bekapcsolt elektromágnesre függesztjük; az eszközre ráakasztjuk a védő bádogtokot. Bekapcsoljuk az ívlámpát. Elhúzzuk a rés védőernyőjét és azonnal kikapcsoljuk az elektromágnes áramát, rögtön utána az ívlámpát. A lemezt előhívóba tesszük. (Ha lezárt fadobozban van az előhívótál, közben meggyújthatjuk a teremvilágítást.) Néhány perc múlva fixálóoldatba tesszük a lemezt és végleg meggyújtjuk a teremvilá-



2. ábra. A nyert fénykép.

gítást. Párperces vizes öblítés után a lemezt dia-pozitívvetítőn kivetítjük. A vetítésnél ügyelünk arra, hogy lineárisan tízszeres nagyítást adjon és a vetítőernyőre centiméteres skálát rajzolunk. Fehér alapon látjuk a 0,01 másodpercenként bevilágító fényjelnek nyomait, mindinkább hosszabbodó sávokat. (Képünk pozitív másolatot tüntet fel.) Azonnal leolvassuk és táblázatban foglaljuk össze, hogy 0,03, 0,04 ... 0,10 másodperc alatt mekkora utat tesz meg a szabadon eső test. Ez a táblázat szolgál azután alapul a négyzetes úttörvény stb. megállapítására. A tanulók másnap pozitív másolatot kapnak a lemeztől és ezt füzetükbe beragasztják.

Talán egyetlen hátránya kísérletünknek, hogy az elejtést és lámpakigyulladás fázisban nem lehet egymáshoz kapcsolni. Ezért úgy kell eljárunk, hogy először is megnézzük a lemezen, 5 centiméter távolságban az indulástól világos vagy sötét jelet látunk-e és aszerint, hogy itt világos vagy sötét rész van, számítjuk visszafelé a fényjeleket. (5 cm tartozik 0,10 másodperces eséshez.) Ezeket a részletekre vonatkozó megfontolásokat csak egy későbbi órán, az esés törvényeinek ismerete után tárgyaljuk meg a tanulókkal.

Külön berendezés nélkül, egyszerűbb módon is kielégítő eredményt kapunk, ha vastag, függőleges kartonlapon készítünk 0,1 milliméteres rést, erre jobbról úgy ejtjük az ívlámpa fényét, hogy csak a rés közvetlen környezetére essen, a többi fény árnyékolva legyen, a lemezt pedig a kartonlap bal oldalán egyszerűen kézből leejtjük.

A váltóáramos ívlámpa fényében egyéb mozgások is tanulmányozhatók. Fehér labda hajítása, fehér rúd körforgása szépen megfigyelhető.

Vermes Miklós

Eváng. gimn., Budapest.

„Nemcsak a gyakorlatnak kell tanulni a tudománytól, hanem a tudománynak is tanulni kell a gyakorlattól”

SZTÁLIN



# Hirek:

## Hogyan igyekszik segíteni az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a fizikatanárok munkáját?

A fizikaszakos középiskolai tanárookra igen komoly feladatok hárulnak. Nekik kell alapot adni a jövő mérnökeinek, technikai és természettudományi szakembereinek a magasabbfokú fizikai és technikai ismeretekhez. Nekik kell megismertetni a jövő dolgozóival — bármilyen szakmát választanak is — azokat az alapvető fizikai ismereteket, melyek elengedhetetlenül szükségesek a modern technika eszközeinek használatához. Nekik kell kialakítani a tanulók helyes, természettudományos szemléletét a tények bemutatása és az idealista világnézetek elleni harc útján. Hozzátehetjük, hogy sok esetben nemcsak a tanulók, hanem rajtuk keresztül a szülők, sőt a más szakos kartársaik világszemléletét is nekik kell felvilágosító munkával helyes irányba téríteni.

Ezeknek a feladatoknak lelkiismeretesen eleget tenni csak állandó tanulással, szakmai és ideológiai továbbképzéssel lehet. A multban nem sokat törődtek a középiskolai tanárok képzésével. A tudományegyetemek olyan elvont és a gyakorlati kérdésektől távolosó képzést adtak, mely a középiskolai tanárt gyakorlati munkájában egyáltalán nem segítette. Később nem volt alkalma továbbképezni magát, mert ha volt is valamilyen úgynevezett »továbbképző« tanfolyam, az egyrészt olyan magas színvonalú volt, hogy a hallgatók legnagyobb része nem sokat értett belőle, másrészt annyira elvont volt, hogy egyáltalán nem érintette a gyakorlati tanítás problémáit.

Ez természetesen nem volt véletlen. A kizsákmányoló társadalmaknak nem volt szükségük arra, hogy a tudást széles körökben terjesszék, sőt éppen az volt az érdekük, hogy a tömegek tudatlanságban maradjanak, mert különben öntudatra ébrednek és nem tűrik a kizsákmányolást. Ezért nem becsülték meg a tanárokat sem.

A szocializmus ezzel szemben a nép felvilágosítását tűzi céljául, mert jó szakmunkához alapos tudásra van szükség és mert a dolgozók éle színvonalának emeléséhez a kulturális színvonal emelése is hozzátartozik. A tanár igen fontos feladatot tölt be a szocializmus építésében és éppen ezért a dolgozó nép teljes megbecsülésben részesíti.

Ennek a megbecsülésnek egyik megnyilvánulása, hogy a magyar népi demokrácia segíteni igyekszik a pedagógusokat munkájukban. Ezért gondoskodik szakmai és ideológiai továbbképzésükről. A VKM által rendezett tanfolyamokon kívül az Eötvös Loránd Fizikai Társulat is célul tűzte ki, hogy segíti a fizikaszakos tanárokat munkájukban. Ez vezette a Társulatot akkor, amikor a Bolyai János Matematikai Társulattal együtt ez év július első hetében megrendezte a középiskolai matematika-fizikaszakos tanárok ötnapos ankétját. Az ankéton

*továbbképző előadások voltak és tankönyvismertetések.*

Az előbbiek célja az volt, hogy a tanárok figyelmét felhívja szakmájuk újabb eredményeire (pl. az atomfizikáról szóló előadás) és ugyanakkor szempontokat adjon ahhoz, hogyan lehet az új elgondolásokat a tanításban érvényesíteni. (Pl. a fizikai kísérletekről, vagy a geometriai szerkesztésekről szóló előadások.) A tankönyvismertetéseknek kettős céljuk volt. Egyrészt a tanárokat tájékoztatták a készülő új tankönyvek tárgyáról, felépítésének alapelveiről, másrészt lehetőséget kívántak adni annak, hogy a kartársak véleménye közvetlenül, élő szóval megnyilvánulhasson a tankönyvszerzők felé.

Az ankét minden tekintetben elérte célját. A továbbképző előadások értékes és tanulságos anyagot adtak, de hasonlóképpen értékesek és tanulságosak voltak az előadásokat követő hozzászólások is. Ezek megmutatták, hogy a kartársak legnagyobb része, elfoglaltsága ellenére is, elég komolyan foglalkozik szakmájának elméleti és gyakorlati kérdéseivel. Az a lelkesedés pedig, ami a továbbtanulás iránt mutatkozott, feltétlenül biztosíték arra, hogy tanításunk színvonala mindinkább emelkedni fog. A két társulat a résztvevők kívánságára elhatározta, hogy szeptembertől kezdve, hetenként fog előadásokat rendezni, felváltva matematikai és fizikai tárggyal. Ezeken az előadásokon a szaktárgyak legújabb eredményeinek ismertetése fog szerepelni, továbbá olyan kérdések tisztázása, melyek eredményesebbé teszik a fizika tanítását. (Pl. hogyan lehet a modern fizika kérdéseivel foglalkozni a középiskolában; a kísérletezésre vonatkozó tapasztalatok ismertetése stb.)

Az ankéton szereplő könyvismertető előadások fényt vetettek arra, hogy melyek a haladó szellemű fizikatanítás alapelvei. Így pl. igen fontos szempont az új tanterv és az ennek alapján készült új tankönyv tananyagfelosztásánál, hogy az anyagot összefüggésében lássa a tanuló. A régi tanterv különválasztotta a geometriai optikát a fénytán többi részétől, a körmozgást a forgómozgástól, a rezgőmozgást a hullámmozgástól, a hőtant a molekuláris fizikától, és így tovább. Az új tananyagfelosztás a szovjet példa nyomán nem tesz ilyen erőszakos szétválasztásokat, hanem a lényeges jegyek kiemelésével csoportosítja az anyagot. Pl. nem azt teszi fel főkérdésnek, hogy milyen test mozog (pl. pont, vagy merev test), hanem, hogy mi a mozgás legjellemzőbb tulajdonsága (haladó, vagy forgómozgás, rezgőmozgás stb.). Így nem elvont törvényszerűségeket kap a tanuló, hanem olyan ismereteket, melyeknél rögtön látja a gyakorlattal való kapcsolatot (pl. lendítőkerék forgása stb.).



Ezek a szempontok azért is olyan lényegesek a tananyag felosztásánál, mert ha a tanulókat dialektikus gondolkodásra akarjuk nevelni, mi magunk is így kell, hogy tárgyaljuk a tananyagot és ezt a szempontot kell érvényesítenünk már az anyag felosztásában is.

A fizikusankét egyik eredménye, hogy a tantervekkel, tankönyvekkel kapcsolatos vita alkalomával nyilvánvalóvá tette, hogy régi vágya teljesült a kartársaknak azzal, hogy az új tanterv az említett szempontok alapján készült. A régi tanterv szerint való tanítás sok esetben akadályozta őket tanításukban, mivel érezték, hogy helytelen szemléletű az előírt tananyagfelosztás.

A tantervekkel és tankönyvekkel kapcsolatban folytatott vita még az említett másik szempontból is igen értékes volt. Hozzájárult ahhoz, hogy a pedagógusok közvetlenül nyilváníthassanak véleményt az eddig használt tankönyvekkel kapcsolatban és a jelenleg készülők terveihez is hozzászólhassanak. Régen a tankönyveket legtöbbször úgy készítették el, hogy egy-egy szerző módszerét, tapasztalatait vették csak alapul. Így, ha bármilyen kitűnő szakember is volt az illető, gyakran fordult elő, hogy bizonyos kérdésekben egyoldalúan látta a megoldást. Sohasem fordult elő, hogy bevonták volna a gyakorlati pedagógusokat a tankönyvek használhatóságának elbírálásába. Pedig legjobban az tudja megítélni, milyen a tankönyv, aki abból tanít. Így gyakran fordult elő, hogy egy könyv esetleg nagyon színvonalas volt, csak éppen nem lehetett belőle tanítani, mert a szerzője nem ismerte a tanítás reális körülményeit. Még a pedagógus szerzőnél is előfordult, hogy saját iskolájára, saját tanítására méretezte könyvét és nem számolt más iskolák lehetőségeivel. Ennek kiküszöbölése egyedül úgy lehet, ha a pedagógusok széles rétegeit minél nagyobb mértékben bevonják a tankönyv

bírálatába és megírásába is. Ehhez is igyekezett hozzájárulni a Fizikai Társulat az ankétal és azt lehet mondani, hogy eredménnyel. Eredmény volt pl. az, hogy a hozzászólások sok olyan szempontra hívták fel a figyelmet, mellyel valóban jobbat tettek a tantervet és a tankönyveket. Így pl. az a szempont, hogy csillagászattal bővült IV. osztályos tananyag túl sok lesz a III. osztályoshoz képest. A VKM Nevelésügyi Főosztálya ennek kapcsán megvizsgálta ezt a kérdést és jogosnak találta a kifogást. A fizika tantervet ezért úgy módosította, hogy a III. osztályba tette át az elektromosságtan egy részét az indukcióig. Ezzel megkönnyítette az új anyagot a IV. osztályban és így több időt tett lehetővé az egész anyagnak összefoglaló szempontok szerint való feldolgozására.

Hibája volt az ankétnak, hogy legnagyobb részben csak a budapesti és pestmegyei tanárok vettek részt benne. Ezt úgy igyekezik a Társulat hamarosan kiküszöbölni, hogy egyrészt nyomtatásban ismereti valamennyi érdeklődő pedagógussal az ankét teljes anyagát, másrészt, hogy vidéken is fog rendezni ehhez hasonló ankétoke a nagyobb városokban.

Összefoglalva : a Fizikus Társulat ezzel a kezdeményezéssel sok tekintetben jó munkát végzett az ankét rendezésével s ezt a jövőben — ahogy említettük — Budapesten és a vidéken rendszerezni fogja.

Az ankétek eredményességéhez a kartársak is hozzájárulnak azzal, ha megírják a Társulatnak bírálatáikat az ankétokekal és egyáltalán a Társulat munkájával kapcsolatban és javaslataikat a jövőre nézve : mivel segítheti még a fizikatanárokat az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat.

*Hoffmann Tiborné*

V. K. M. Nevelésügyi Főosztály



# Az egyetemi s a középiskolai fizika-oktatás kapcsolatai

Az utóbbi években szinte közismertté vált az a szakkörökben meglehetősen egyöntetűen kialakult felfogás, mely szerint egyetemünk fizikaoktatásamár hosszabb idő — évek vagy évtizedek — óta nem állott feladata magaslatán. Nem ismételjük el a konkrét kifogásokat, hibákat, vagy a mentőkörülményeket. A helyzet ma az, hogy a természettudományi kar különválása (a budapesti egyetemről van szó) s az egyidejűleg életbelépett s még ma is alakuló egyetemi reform egyrészről, a fizikai intézeteink egyesítésével együttjáró nagyszabású beruházások másrészről, megadják a sikeresebb munka korszerű, jó kereteit.

A kereteket persze tartalommal kell kitölteni. E néhány sorban csak a tanárképzést kívánjuk érinteni s csak egyetlen ponton. Tekintve tanárképzésünk megjavításának időszerűségét s azt, hogy a középiskolai reformok is éppen most lépnek fel fokozottabb igényekkel a fizika-tanárokkal szemben, nyilvánvaló annak szükségessége, hogy a fizika-tanárok képzésével foglalkozó egyetemi intézetek jó kapcsolatokkal rendelkezzenek a középiskolai fizika-oktatás felé. E kapcsolatoknak a fizika-tanítás elsajátítását közvetlenül szolgáló előadások és gyakorlatok beállításán túlmenően, s éppen ezek sikere érdekében közvetlen kapcsolatokat is kell jelenteniök.

Intézetünkben ezen a téren a következő lépéseket — első lépéseket — tettük meg:

A jelen tanévben felélesztettük a már jó régen kihalt »Bevezetés az előadási kísérletezésbe« c. gyakorlatot. Ennek megszervezésénél arra törekszünk, hogy a tanárjelöltek jó demonstrációs kísérleteket ismerjenek meg s ezek bemutatásában gyakorlatot is szerezzenek. A kísérletek összeállítását ebben a félévben már a reális tagozatok új tantervéhez igyekszünk alkalmazni. Ebben a munkában a középiskolai tanári kar néhány kiváló tagjának információi és tanácsai nagy segítséget jelentenek.

Az ugyancsak kötelező műhelygyakorlatokon úgyszólván a legegyszerűbb műveleteket is egyszerűbb

demonstrációs eszközök készítésével kapcsolatosan tanítjuk. Ezáltal a hallgatók ilyen irányú készsége s érdeklődése egyaránt jól fejlődött, az elkészült eszközöket pedig saját szertárunk s néhány középiskola szertárának kiegészítésére használhattuk fel. Munkahely és oktatók híjján ezt a munkát csak csökkentett mértékben folytathatjuk, a hallgatók nagy része ez évben üzemi műhelygyakorlatokat fog végezni.

A fizika-oktatás külföldi irodalmának lehetőség szerinti szemmel tartásával hézagpótló munkát vélünk végezni. Igen gyümölcsözőnek ígérkezik például Gorjacsinkin »Metodika prepodavania fiziki« c. módszertani munkájának feldolgozása, hiszen a szovjet fizika-oktatás módszereiről részletesebben igen keveset tudunk. Figyelemmel akarjuk kísérni a folyóiratokat is, az arra érdemes cikkeket, stb., a hallgatósággal megbeszéljük.

Az említett gyakorlattal kapcsolatban összeállítjuk a középiskolai oktatáshoz szükséges demonstrációkat, kartotéklapokon röviden feljegyezve a berendezés elkészítésének (méretezés, anyag, stb.) s a kísérlet bemutatásának tudnivalóit. Éspedig külön egy »minimum-tervet«, melyet célszerű lenne minden középiskola számára megvalósítani s külön olyan kísérletek gyűjteményét, melyek nem feltétlenül szükségesek, nehezebbek, de érdekesebbek és mutatósak. Személyes kapcsolatainkat jól felszerelt iskolákkal (látogatások, hallgatóinkkal »tanulmányi kirándulások«, stb.) e téren is fel fogjuk használni.

Hallgatóink határozott kívánságára az elsőéves előadásokon a legegyszerűbb és igen közismert kísérleteket is be kell mutatnunk, mert — mint mondják — a középiskolában még ezeket sem látták. Minthogy tapasztalataink szerint a fizika-oktatásnak igen nagy mértékben kell kísérletekre támaszkodnia, tanárképzésünk megjavításával kapcsolatban — s ez a fentiekből is kitűnik — főleg ezen a téren szeretnénk jó eredményeket elérni.

Cornides István

Egyet. Fiz. Intézet, Budapest



## A budapesti egyetemen Orvosi Fizikai Intézet létesült

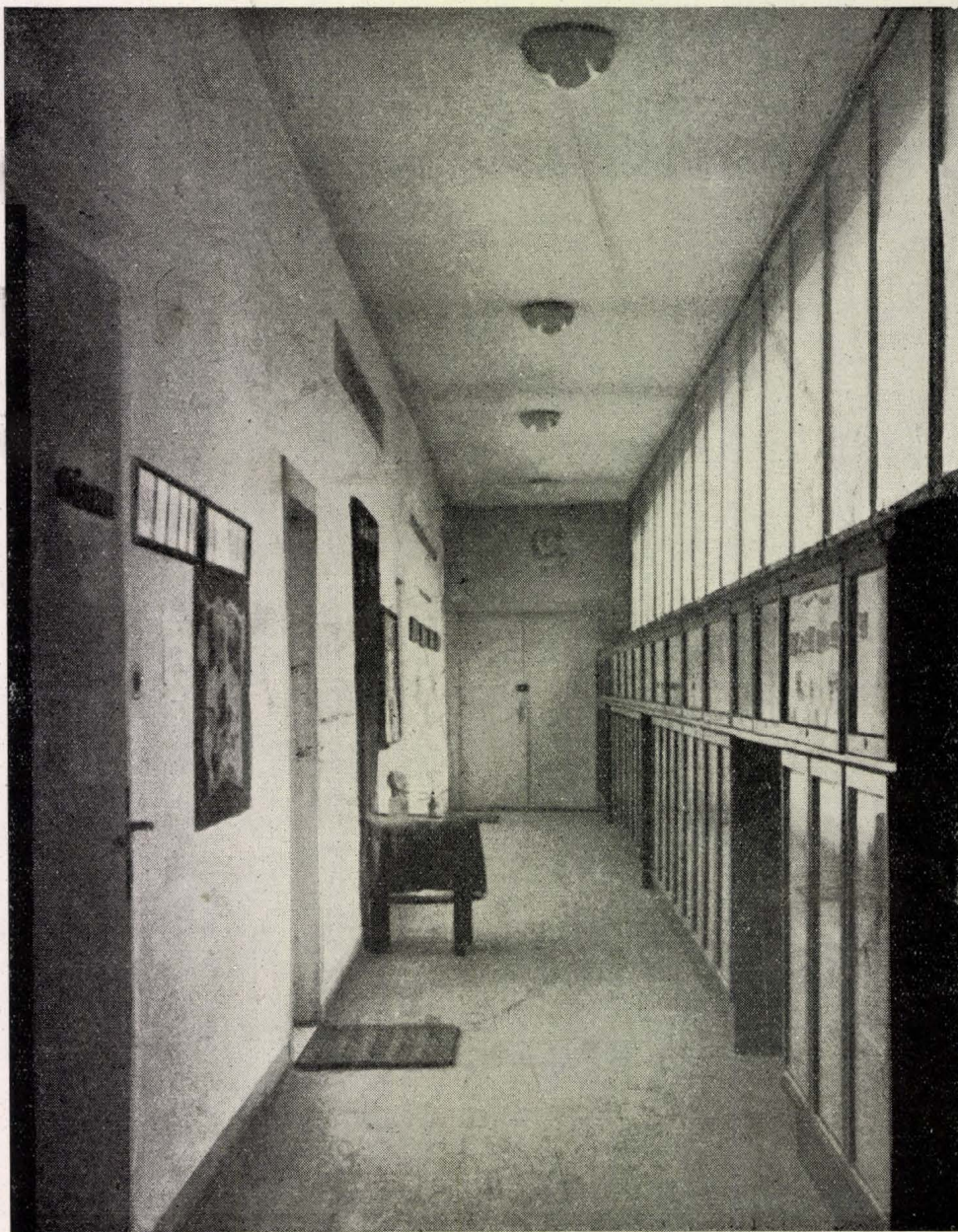
A címmel kapcsolatban rögtön felmerülhet az olvasóban a kérdés, vajjon, mi is az az orvosi fizika. A kérdésnek ilyen módon való felvetése az egyetemi oktatásra való vetületben talán így hangozhat: az orvostanhallgatók igényeinek megfelelően, hogyan válasszuk ki az előadandó fizikaanyagot? Az orvosi fizika a kísérleti és elméleti fizika eredményeit egyrészt az életjelenségekre alkalmazza, másrészt a fizika jól ismert mérési módszerei révén mind nagyobb és nagyobb elmélyülést eredményez az orvostudomány és a fizika határterületi kérdéseiben. Mármint alig van fizikai módszer, mely megfelelő alkalmazásra ne találja az orvosi fizikában. Éppen ez a körülmény természetesen megnehezíti az orvosi fizikát előadó tanár feladatát, hiszen a megfelelően kiválasztott fizikai mérési eljárásokat

lehetőleg maradék nélkül kell megismertetni a hallgatósággal.

Ezek és hasonló körülmények tették szükségessé azt a kormányzati lépést, mely a pécsi egyetem Orvosi Fizikai Intézetének létesítése után a budapesti egyetemen is hasonló intézetet szervezett és állított fel.

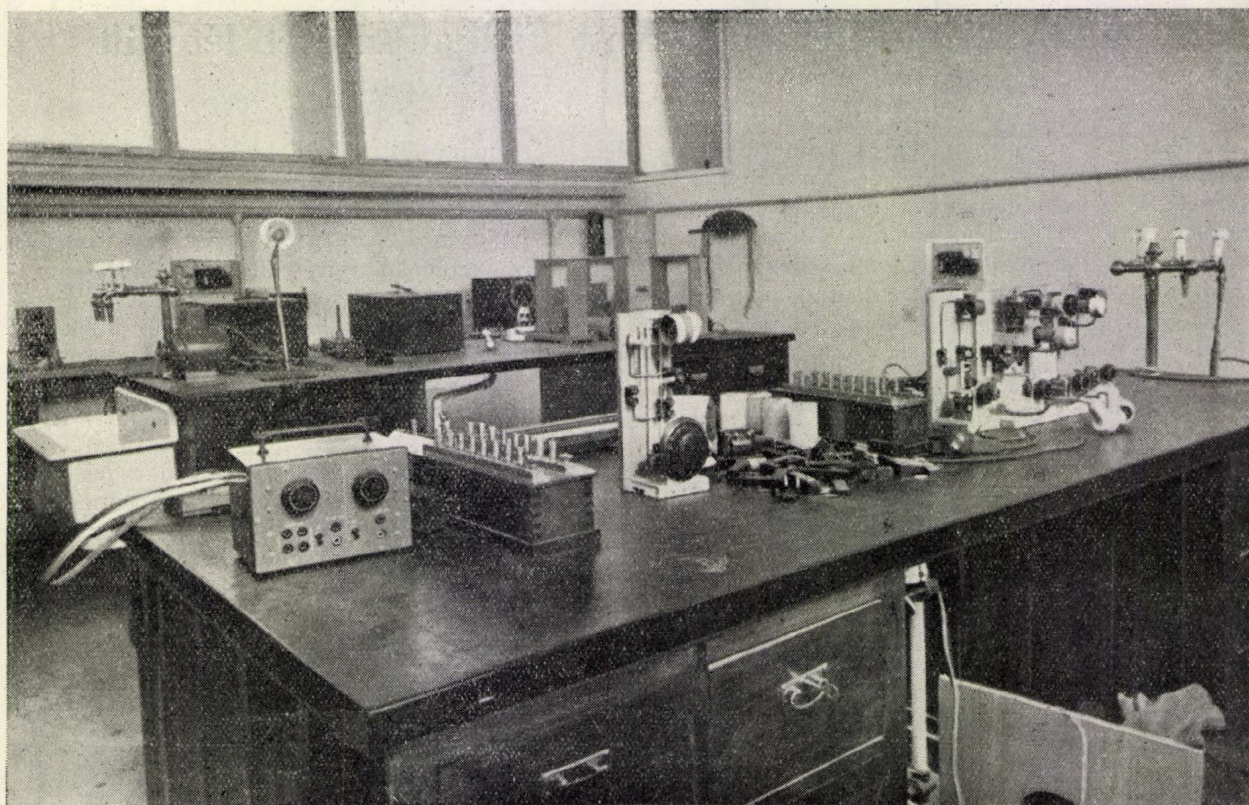
Rá kell mutatnunk arra is, hogy külföldön már régóta működnek hasonló intézetek. Magyarországon csak egyszer ismerték fel az orvosi fizika különválasztásának szükségességét: a Tanácsköztársaság idején 1919-ben.

Amit a Tanácsköztársaság nem tudott megvalósítani, azt népi demokráciánk kormánya megvalósította. Először fordult elő, hogy egy új egyetemi intézet akkor, amikor az épületbe beköltözhetett, egyúttal olyan felszerelési anyaggal is rendelkezett,

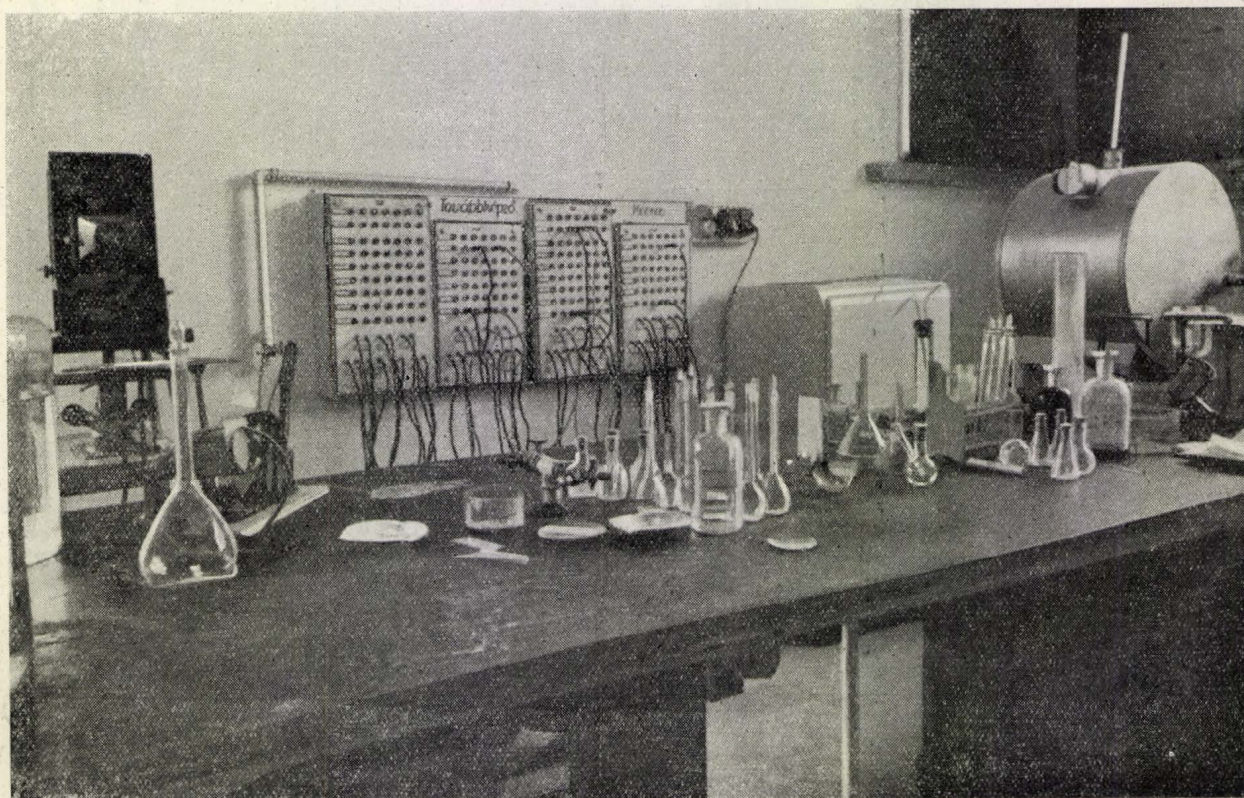


1. ábra.  
Az Intézet folyosója.





2. ábra. »Továbbképző« laboratórium.



3. ábra. Kémiai laboratórium egy része.

amely nemcsak az oktatás követelményeit tudta kielégíteni, hanem a tudományos kutatásban is teljes lendülettel részt tud venni.

Jelenleg tanulóköreinkben 4-es hallgatócsoportokban tudjuk elvégeztetni a következő méréseket: Mérőeszközök használata (Nónius, mikrometer-



csavar, szferométer, katetométer, dilatometer, volumenométer), tömegmérés, sűrűségmérés, piknométerrel, Archimedes-féle mérleggel, Móhr-Westphal-mérleggel, areométerrel és lebegési módszerrel. Folyadékok belső surlódásának mérése Ostwald-féle viszkoziméterrel. Folyadékok felületi feszültségének meghatározása sztalagmométerrel és kapilláris emelkedés alapján. Nyomásmérés, vérnyomásmérés, hőmérsékletmérés és a hőmérő kalibrálása, páratartalom mérés, kalorimetria vízkaloriméterrel, fagyáspontcsökkenésmérés. Fotometria, kolorimetria, refraktometria, polarimetria. Elektromos áram feszültségének és erősségének mérése, ellenállás mérés összehasonlítással és Wheatstone-híddal. Vezetőképeségmérés Kohlrausch-híddal. Elektroncsöves mérések. Megvilágítás erősségmérés.  $\alpha$ -sugarak hatástávolságának mérése. Lencsék fókusz-távolságának mérése.

Ezen mérések mellett a tanulógyakorlatokon is és a professzori előadásokon is megfelelő demonstrációs kísérleteket is tudunk végezni. És bizto-

sítékunk van arra, hogy jövőre méréseink és bemutatusaink számát tovább fokozhatjuk.

Megindultak intézetünkben az ultrahang-vizsgálatok, szívhang- és akciósáram-vizsgálatok, valamint az alacsony- és magasfrekvenciájú vezetőképeséggel kapcsolatos vizsgálatok. Több kisebb jelentőségű problémán is dolgozunk.

Az intézet 20 helyiségből áll. Az intézetbe beépített szekrények teszik lehetővé a helyes elhelyezést, valamint a magas ablakok alatt elhelyezett fix konzolok szaporítják munkahelyeinket. Az intézetben az elektromos áramszolgáltatásokat laboratóriumként kapcsolótáblával oldottuk meg és a munkahelyeken azt a feszültséget vehetjük le, melyre éppen szükség van. Az egyenirányítást szelencellával és higanygőz egyirányítóval végezzük.

Intézetünk ma egyik legszebb intézete egyetemünknek, melynek megtekintésére örömmel hívjuk fel fizikusaink figyelmét.

*Koczkás Gyula*

Egyet. Orvosi Fizikai Intézet, Budapest

## EGYESÜLETI ÉLET.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége keretében alakult meg 1949 februárjában. Egyesületünk céljait tűzte ki az országban dolgozó fizikusok fejlődésének elősegítését, a középiskolai fizikatanárok munkájának továbbfejlesztését és szakmai továbbképzését és nem utolsósorban az élenjáró szovjet fizika megismertetését. Megalakulásától kezdve már rendszeresen hetenként tartott klubesteket. Ezeket a klubesteken fizikusaink beszámoltak kutatásaik eredményeiről és a kiselőadások után kifejlődött szabad vita munkájukban lényegesen segítette a kutatókat.

Ezekkel a klubestekkel párhuzamosan havonta egy-egy nagyobb előadást is rendezett ez Egyesület. Ezeket a nagy előadásokon egy-egy téma átfogó ismertetése került sorra. Előadásaink közül a legnagyobb sikert mindig a szovjet klubestünk képviselték mind látogatottság, mind a viták élénksége tekintetében. Szovjet klubestünk látogatottsága általában száz százalékkal nagyobb volt, mint a többié. Nem volna célszerű felsorolni az eddig elhangzott előadásokat, de ki szeretnénk említeni nagy előadásaink közül Jánosy Lajosnak, a dublini egyetem volt tanárának — aki azóta hazatért és az Eötvös Loránd egyetemen a fizika tanára — két előadását. Az egyik: Über Methoden der Periodenforschung, a másik: Schwanckungserscheinungen in Kaskadenprozessen címmel, amelyet az Akadémiával közösen rendeztünk. Csak a legutóbbi klubestjünkre gondolva vissza, igen komoly sikert ért el egy előadássorozat, amely a luminiscencia kérdéseivel foglalkozott. Ennek a sorozatnak előadói: Bodó Zsolt: Fluoreszcencia porok világítóképesége a szemcsenagyság függvényében című előadása; Gergely György: Foszforeszcencia mérése igen rövid idejű

gerjesztésnél; Nagy Elemér: és Gergely György: Foszforeszcens spektrumok című előadása. — Az évről szovjet klubest Haimann Ottó kartárs tartott előadást »A szovjet kutatók eredményei a kozmikus sugárzás terén« címmel. Az egyesület nemcsak a kutató fizikusokkal foglalkozik, gondot fordítunk a káderképzésre, a jövő fizikusaink kifejlődésére is. Ezért egyesületünk minden évben megrendezi az Eötvös Loránd Fizikai Tanulóversenyt. Először 1949 novemberében gyűjtött össze nemes versenyre 18 éves tanulóifjúságot egyidejűleg Budapesten, Szegeden, Debrecenben, Miskolcon és Sopronban. A versenyen 134-en vettek részt.

A középiskolai fizikatanároknak az Egyesület egészen a legutóbbi időkig nem nyújtott komoly segítséget. Ez bizonyos fókig hiba volt. Ennek az okai talán ezen lap késői megjelenésében keresendők, de talán inkább abban, hogy nem ismertük fel ennek a kérdésnek döntő jelentőségét, de komoly szándékunk, hogy ezen a hibánkon mielőbb javítsunk. Már július hónapban megrendeztünk egy előadássorozatot a Bolyai János Matematikai Társulattal Budapesten és ez folytatódni fog az új tanévben az ország többi egyetemi városában is. Az Egyesület oktatási vonalán is az eddigi klubestjeink mellett valamivel könnyebben érthető, általánosabb tárgykörű, a középiskolai tanárok és mérnökök számára általános továbbképző előadások is fognak szerepelni. Ezeket az előadásokon nem egy kutatás kisebb, vagy nagyobb részletproblémái fognak elhangzani, hanem egy-egy átfogóbb fejezet a fizika valamelyik ágából. Ezekre az előadásokra a Kultuszminisztérium elvi hozzájárulásával egy délután a matematika-fizikaszakos tanárok számára szabad lesz, hogy az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és a Bolyai Társulat ezen a napon felváltva megtartandó továbbképző előadásaira a

kartársak minden akadály nélkül el tudjanak jönni.

Sűrűbben fogunk szovjet klubesteket tartani és így reméljük, hogy klubestjeink látogatottsága egyre emelkedni fog.

A fenti előadásokkal igen fontos célunk van: Megindítani hazánk fizikusainak továbbképzését. Ezt a célt szolgálja az újra meginduló mérnöktovábbképző előadássorozat, ahol fizikai előadások is szerepelnek az üzemekben dolgozó mérnökök és fizikusok részére.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat egészen 1950 májusáig csak Budapesten működött. Hogy a vidéket közelebb hozzuk a Fővároshoz, mi is tervbe vettük, hogy fokozatosan egyre több vidéki helyi szervezetet létesítsünk. Májusban indult meg a szegedi helyi csoportunk működése, ősszel indul meg a debreceni szervezetünké, így fokozatosan a többi ipari és egyetemi városban.

Egyesületünk kezdeményezte a tudósok gyárlátogatását, hogy a tisztán elmélettel foglalkozó tudósaink a gyakorlati élet problémáival megismerkedve szorosabb kapcsolatba kerüljenek üzemek problémáival és ezeket a problémákat hazavéve és megoldva, a gyakorlati életet hatékonyabban előrevigyük. Ilyen gyárlátogatások indultak meg a Rákosi Mátyás Művekben, a Ganz Villamosági Gyárban és még számos üzemben.

Az Egyesület 1950 februárjában tartotta első közgyűlését. Megállapította a hibákat és utasította az új vezetőséget, hogy a hibák kiküszöbölésével és a munkatervnek megfelelően vezesse tovább az Egyesület életét. A közgyűlés elhatározta, hogy nevünket a régi Magyar Fizikusok Egyesülete névről Eötvös Loránd Fizikai Társulat névre változtatja. Egyesületünk életében újabb fejlődést jelentett az MTESZ-nek 1950 július 15-én tartott közgyűlése, amelynek döntő jelentősége az egyesületi



életben az, hogy az Egyesület tervszerű munkáját bekapcsolja a nagyobb segítségnek, az országnak tervszerű munkájába azáltal, hogy szorosan beilleszti munkánkat a műszaki fejlesztés ötéves tervébe. Az Egyesület tagjai szorosan együtt dolgoznak a különböző kutató intézetekkel és ezeken keresztül az ipar problémáival, hogy ezáltal is hamarabb és könnyebben érjük el célunkat, a szocializmust. Ezzel egyidőben mi is felvesszük a harcot az ellenséggel az Egyesületen belül. Mi is harcolunk a kozmopolitizmus ellen, amely egyesületi életünkben is itt-ott felütötte fejét. Mi is harcolunk a bürokratikus mezt öltött ellenség ellen, aki fejlődésünk iramát minden értelmetlenséggel lassítani akarja. Mi is a béketábor oldalán állunk, vállvetve harcolunk a munkásosztállyal és annak Pártjával közös célunk eléréséért. Ezen a közgyűlésen megismertük mi is hibáinkat. Ilyen hibának tartjuk, hogy mi, mint elméleti egyesület a gyakorlati egyesületektől, ha nem is teljesen a mi hibánkból, de mégis elszigetelődtünk. Ezután igyekszünk szoros kapcsolatot kiépíteni a műszaki egyesületekkel. Másik hiba, amit elkövettünk az, hogy nem álltunk ki elég nyíltan a tudományban rejtőző hamis kozmopolita világnézet ellen, hogy a tudomány és a politika

szétválasztható. Nem mutattunk rá elég nyíltan és elég sokszor arra, hogy nem lehet elefántesont toronyban végezni a fizikai tanulmányokat, mert ez a látszólagos apolitikus álláspont politikai állásfoglalás ellenségünk, az imperialisták oldalán.

A MTESz közgyűlése után ma már mindnyájan látjuk feladatainkat. Fő feladatunk fizikus kádereink összegyűjtése, kutató, üzemi és pedagógus fizikusaink szakmai és politikai továbbképzése. Ez egyesületi munkánk célja, ezt kell megvalósítanunk az ötéves terv sikeres teljesítése érdekében.

Kérjük a Kartársakat, legyenek segítségünkre ezeknek a céloknak megvalósításában. Vegyenek részt az egyesületi életben, járjanak előadásainkra és kritizálják meg az Egyesület munkáját, mert ezen kritika nélkül az Egyesület nem tud megfelelni feladatának.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a Bolyai János Matematikai Társulattal karöltve július 3—7-ig előadássorozatot rendezett a Műszaki Egyetem előadótermében középiskolai tanárok részére. Az elhangzott fizikai tárgyú előadások az alábbiak voltak:

*Hatvani József*; A fizika fejlődése és a filozófia.

*Kónya Albert*; Atomfizika.

*Koczás Gyula és Cornidesz István* tanárok: A fizikai kísérletezés módszerei.

*Bodó Zalán*; Néhány fizikai példa.

*Turchányi György*; A szovjet fizikatanítás módszerei.

*Hoffmann Tiborné*; A II. osztályos fizikai tankönyvről.

Az előadásoknak igen komoly sikere volt, amint azt a résztvevők nagy száma és az utána kialakult viták bizonyították. Ez az előadássorozat volt az első gyakorlati megmozdulás a középiskolai tanárok felé és annak tanulságai alapján ősztől kezdve rendszeres szemináriumszerű előadássorozatot fogunk tartani. A Kultuszminisztérium elvi hozzájárulásával egy délután a matematika-fizikaszakos tanárok számára szabad lesz, hogy az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és a Bolyai Társulat ezen a napon felváltva megtartandó továbbképző előadásain a kartársak minden akadály nélkül részt tudjanak venni. Körkérdest intéztünk a kartársakhoz, s a mai napig az a vélemény alakult ki, hogy csütörtök délután volna ennek a terminusnak a legmegfelelőbb. Kérjük a kartársak további hozzászólását akár postán, akár telefonon. (Táv.b.: 187—423.)

## FELHÍVÁS!

Egyesületünk új címe:

**Eötvös Loránd Fizikai Társulat**  
a Műszaki és Természettudományi  
Egyesületek Szövetségének Tagja,

Budapest, V., Reáltanoda-u. 13—15.

Távbeszélő: 187—423



## Краткие изложения

*Найгебауер Тибор :*

После обсуждения основных экспериментальных опытов (безконечно великая проводимость под точкой сдвига и пр.) проблему объясняет автор в связи с абсолютным диамагнетизмом супра-проводников. После изложения старой и новой теорий сопротивления, автор разбирает принципиальные затруднения объяснения безконечно великой проводимости. Наконец он обсуждает новую теорию Борна и Гейзенберга.

*Турчани Дьердь :*

Автор ориентирует о профессиональных кружках Советского Союза на основании подлинной советской статьи.

*Дюлаи Золтан :*

1. Опыты волновой науки, образование волны, значит расширение, отражение первого импульса можем хорошо доказать помощью проволоочной спирали длины приблизительно 6 м, а стоящие волны — помощью 1—2—3—4 5—6 полуволн. Полутоны, значит основной тон и на него более короткие волны, можно нанести рукой. Между намотки проволоочной спирали можно вставить картонки на расстояния 5 см-ов. Этим можно линейно доказать распространение, отражение одного импульса и после этого и несколько стоящих волн помощью ручного возбуждения.

2. На веревке длины 5—6 метров возбудим трансверсальные круглые волны помощью мотора, эксцентрика. Вода веревку через узкую щель врезанную в планку, за щелью образуются только плоские волны.

3. Простая эффективная конструкция трубки Кундт. Если серебрянная стальная стержень длины 2 м зажата в тиски, то ее можно очень легко привести в интенсивное колебание. Демонстрация волны обыкновенным способом проводится в стеклянной трубе длины приблизительно 1 метра.

4. Из тоненькой трубы диаметра 3—6 мм истекает гладкая струя воды. Если тонкий кончик положим на определенное место водной струи, то оттуда исходят вверх и вниз капиллярные волны и показывают влияние «Допплера», длина волн вверх короче а внизу длиннее. Явление можно показать на экране.

5. На коробке изготовленной из папьемаше прообразим отверстие 5 см-го диаметра, из коробки можем

высылать красивый вихревой дым, если ударяем на ее заднюю стену маленькими ударами.

6. Конвенционный тепловой ток. Из дымового слоя, помещенного на дне стеклянной посуды подымает красивый дымный столб, который наверху распространяется и показываем циркуляцию. Посуду нужно закрыть. Также самое мы можем видеть в воде, если рассеем в нее манганцо-кислого калия.

7. Новое объяснение диамагнитности пламен.

*Коцкаш Дюла :*

Автор описывает два простых экспериментальных измерительных приборов, помощью которых измерения можно проводить с достаточной точностью. Прибор можно построить хозяйственным способом.

*Эвешеш Йозеф :*

Как радиоактивный материал применяется газовое тело накаливания (порошок для газового тела накаливания), краска циферблата и часовой стрелки, которые светят сами от себя. Наличие лучей  $\gamma$  мы можем доказать на основании их влияния на фотографическую пластинку. Приведенные рентгенообразные картины просвечивания изготовлялись порошком для газового тела накаливания веса 80 г., который был закрыт в конверт. — Частицы  $\alpha$  которые излетают из порошка газового тела накаливания или из краски светящей от себя мы можем доказать помощью сцинтилляций. Для наблюдения применяется лупа 10—50-кратного увеличения и экран серноцинковой соли, который изготовлен собственными силами. Доказываем и то, что ионизацию при разряде электроскопа — вследствие влияния газового тела накаливания — причиняет излучение  $\alpha$ , а не излучение  $\gamma$ . — Излучение  $\delta$  можем доказать таким образом, что излучение  $\alpha$  захватим бумажными листами и частицы  $\delta$  прошедшие через бумажные листы и имеющие меньшую скорость отклоняем магнитным полем. Влияние на фотографическую пластинку без магнитного поля является более сильным.

*Вермеш Миклош :*

Автор разработал фотографический метод для экспериментального наблюдения закона пути свободного падения.



## Szovjet fizikai könyvek jegyzéke

Találhatók a MTESZ szovjet-műszaki olvasóban V., Szalay-utca 4.

*Bjelajev N. M.* : Az anyagok szilárd-sága. Szoprotivlenyije matyerialov Ogiz M.-L. 1950, 772. old., 601 ábra.

*Blohincev D. I.* : A quantum-mechanika alapjai. Osznovi kvantovoj mehaniki. Ogiz M.-L. 1949, 588 old., 87 ábra.

*Volkenstein, Jelfasevics, Sztjepanov* : Molekulák rezgése. Kolebanyija molekul. Ogiz M.-L. 1949, 600 old. 167. ábra.

*Gaponov V. I.* : Elektronok. (Népszerű broszura.) Elektroni. Ogiz M.-L. 1949, 48 old., 22. ábra.

*Garbuzov N. A.* : A hallás zonális természete. Zonnaja priroda zvukoviszotnovo szluha. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1948, 82 oldal.

*Dubjago A. D.* : A csillagpályák meghatározása. Opregyelnyije orbit. Ogiz M.-L. 1949, 444 oldal, 30. ábra.

*Zsukovszkij N. Je.* : Összegyűjtött művei. Szobranijje szocsinyenyij. Ogiz M.-L. 1949, 652 oldal, 200 ábra.

*Iljusin A. A.* : Plasztikusság. (Képlékenység.) Plaszticsnoszty. Ogiz M.-L. 1948, 376 oldal, 115 ábra.

*Kocsin N. Je.* : Összegyűjtött munkái II. kötet. Szobranijje szocsinyenyij. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1949, 586 oldal, 20 ábra.

*Krutkov Ju. A.* : A feszültségi tenzor (és általános megoldások a rugalmasság elméletének statikájában). Tenzor funkciój naprijazsenij (i obsesije resenyija v sztatike tyeorij uprugosztyi). Izd. Akad. Nauk M.-L. 1949, 199 oldal.

*Landau és Ljivsic* : Quantum-mechanika. Kvantovaja mehanika. Ogiz M.-L. 1948, 567 oldal, 51 ábra.

*Lebegyev P. N.* : Válogatott művei. Izbrannije szocsinyenyija. Ogiz M.-L. 1949, 243 oldal, 72 ábra, 4 kép.

*Ljessin V. L.* : Hidegfény (Lumineszcencia.) Holodnoje szvecsenyije. Izd. »Pravda« M. 1949, 47 oldal, 17 ábra.

*Lejbenzon L. Sz.* : Rugalmasság elmélete. (Egyetemi tankönyv.) Kursz tyeorii uprugosztyi. Ogiz M.-L. 1947, 466 oldal, 52 ábra.

*Lojszjanszkij és Lurje* : Elméleti mechanika. (Egyetemi tankönyv.) Kursz tyeoreticeszkov mehaniki. Ogiz L.-M. 1948, 399 oldal, 316 ábra.

*Mlodzejevskij A. B.* : Termodinamika. Tyermodinamika. Ucspezdiz M. 1948, 138 oldal, 31 ábra.

*Nyekeraszov A. I.* : Az elmélet mechanika tankönyve. Kursz tyeoreticeszkov mehaniki. Ogiz M.-L. 1945, 356 oldal, 230 ábra.

*Obrejmov I. V.* : A Fresnel-diffrakció a fizikai és technikai alkalmazásai. O prilozsenij Frencelevoj diffrakcii. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1950, 84 oldal, 32 ábra.

*Papalekszkij N. D.* : A fizika tankönyve I. kötet. (Főiskolai tankönyv.) Kursz fiziki Tom I. Ogiz M.-L. 1948, 600 oldal, 418 ábra.

*Papalekszkij N. D.* : II. kötet. Ogiz M.-L. 1948, 695 oldal, 408 ábra.

*Szadovszkij M. A.* : A robbanás lökés hullámai mechanikus hatásának kísérleti vizsgálata. Opitnije isszledovanyija mehaniceszkovo gveysztvija odarnoj volni vzriva. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1945, 44 oldal, 21 ábra.

*Szadovszkij M. A.* : A technikai mechanika kézikönyve. Szpravocsnyik po tyechniceszkov mehanike. Ogiz M.-L. 1949, 734 oldal, 423 ábra.

*Szuvorov Cz. G.* : Miről beszél a fénysugár. (Népszerű broszura.) O csom govorit lucs szvjeta. Ogiz M.-L. 1949, 64 oldal, 22 ábra.

*Szuvorov Cz. G.* : Gépek és mechanizmusok elméletével foglalkozó szeminárium munkái. VII. kötet, 26. füzet. Trudi szeminara po tyeorii masin i mehanizmov. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1949, 79 oldal, 43 ábra.

*Szuvorov Cz. G.* : Ugyanaz mint fenn. VII. kötet, 27. füzet. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1949, 91 oldal, 33 ábra.

*Szuvorov Cz. G.* : Ugyanaz, mint fenn. VII. kötet, 28. füzet. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1949, 99 oldal, 42 ábra.

*Szuvorov Cz. G.* : Ugyanaz, mint fenn. VIII. kötet, 30. füzet. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1949, 68 oldal, 66 ábra.

*Falejev G. I. és Periskin A. V.* : Fizika II. rész. (A hétvenes iskolák hetedik osztálya számára.) Fizika, Csaszty II. Ucspezdiz M. 1945, 165 oldal, 209 ábra.

*Filonyenko—Borodics és mások* : Az anyagok ellenállása. Szoprotivlenyije matyerialov. Ogiz M.-L. 1949, 528 oldal, 330 ábra.

*Frenkelj Ja. I.* : A folyadékok elmélete. Kinyetyiceszkaja tyeorija zsidkosztyej. Izd. Akad. Nauk 1945, 422 oldal, 53 ábra.

*Frenkelj Ja. I.* : Statisztikai fizika. Sztatiszticeszkaja fizika. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1948, 760 oldal, 46 ábra.

*(Livingszton, Rose, Namias)* : Ciklotron. (Cikkgyűjtemény, Fordítás.) Ciklotron. Ogiz M.-L. 1948, 295 oldal, 104 ábra.

*Csapligin Sz. A.* : Összegyűjtött művei. I. kötet. Szobranijje szocsinyenyij. Ogiz M.-L. 1948, 482 oldal, 10 ábra.

*Csapligin Sz. A.* : II. kötet. Ogiz M.-L. 1948, 643 oldal, 50 ábra.

*Csapligin Sz. A.* : Válogatott munkái a szárnyak elméletéről. Ogiz M.-L. 1949, 247 oldal, 56 ábra.

*Csebisev P. L.* : A parallelogramm néven ismert mechanizmusok elmélete. Tyeorija mehanizmov izvesztnih po nazvanyijem parallelogramov. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1949, 79 oldal, 14 ábra.

*Safranovszkij I. I.* : Je. Sz. Fjodorov, a nagy orosz krisztallografus. Je. Sz. Fjodorov velikij russzkij krisztallograf. Izd. Szovjetszkaja Nauka M. 1945, 91 oldal, 26 ábra, 7 kép.

*Strauf Je. A.* : Molekuláris fizika. (Hőtan.) Malekuljarnaja fizika. Ogiz L.-M. 1949, 576 oldal, 324 ábra.

*Jurjev B. N.* : A szovjet aerodinamikai iskola a Tudományos Akadémián. Szovjetszkaja skola aerodinamiki v Akademii Nauk. Izd. Akad. Nauk M.-L. 1945, 17 oldal.

*Janusz R.* : Magnitnaja defektoszkopia. (Elektromágneses hibavizsgálás, defektoszkópia.)

*Bjeljankin D.* : Krisztallooptika. (Krisztályoptika.)

*Volkenstein* : Elektroprovodnoszty poluprovodnyikov. (A félvezetők elektromos vezetőképessége.)

### A könyvtárak nyitvatartási ideje :

*Egyetemi Könyvtár.*

IV., Ferenciek-tere 5.

Kölcsönzés naponta 9—3-ig. Pénteken 9—7-ig.

Olvasóterem naponta reggel 9-től este 9-ig.

Folyóírat 9—3-ig.

*Gorkij-könyvtár.*

VII., Vilma királyné-út 45.

Nyitva naponta reggel 9-től este 9-ig. Vasárnap 11—4-ig.

*Központi Műszaki Könyvtár. (Technológia.)*

VIII., József-körút 6.

Nyitva 9—2-ig, délután 4—9-ig. Szerdán zárva! Szombaton 9—2-ig, délután 5—8-ig. Vasárnap 9—1-ig.

*Magyar Tudományos Akadémia Könyvtára.* V., Akadémia-utca 2.

Nyitva 1/2 9—8-ig. Szombaton 1/2 9—4-ig. Vasárnap zárva!

*Műszaki Egyetemi Központi Könyvtár.* XI., Budafoki-út 6.

Nyitva 9—6-ig. Szombaton 9—3-ig. Vasárnap zárva!

*Országos Széchenyi Könyvtár.*

VIII., Múzeum-körút 14—16.

Nyitva 9—10-ig. Vasárnap 9—1-ig.



# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK:

Szalay László:	Vavilov élete és munkássága	
	A SZOVJET FIZIKA EREDMÉNYEI	
Haiman Ottó:	A szovjet atomfizika egyik újabb eredménye	
Náray Zsolt:	A mechanikus differenciálanalizátor	
	HÍREK AZ EGYETEM ÉLETÉBŐL	
Pócza Jenő:	Új Egyetemi Fizikai Intézet létesült	
Boros János:	Néhány új kísérleti eszköz a Műegyetemi Kísérleti Fizikai Intézetben	
	A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL	
Jeges Károly:	Wilson-féle ködkamra	2; 27
Csekő Árpád:	Fényforrások fizikai kísérletekben	2; 30
	Üdvözljük Kossuth-díjasainkat	2; 31
	Az első Magyar Fizikus Vándorgyűlés	2; 32
	EGYESÜLETI ÉLET	
	KÖNYVKRITIKA	
Hoffmann Tibor:	Gombás: Mehrteilchenproblem der Wellenmechanik c. könyvéről	2; 35
Fényes Imre:	Hinesin: A statisztikus mechanika analitikus módszerei c. könyvéről	
	Az Acta Physica új sorozatának I. száma	



## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Салаи Ласло</i> : Жизнь и труды С. И. Вавилова .....	1
---	---

### УСПЕХИ СОВЕТСКОЙ ФИЗИКИ

<i>Гайман Отто</i> : Об одном успехе советской атомной физики .....	6
<i>Наран Жолт</i> : Механический дифференциальный анализатор .....	13

### ИЗ УНИВЕРСИТЕТСКОЙ ЖИЗНИ

<i>Поца Ене</i> : Новый Физический Институт Университета .....	24
<i>Борош Янош</i> : Новые экспериментальные приборы в Экспериментально-физическом Институте Политехникума .....	25

### ИЗ ЛАБОРАТОРИИ УЧИТЕЛЯ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ

<i>Елеш Карой</i> : Камера Вильсона .....	27
<i>Чеке Арпад</i> : Источники света для физических экспериментов .....	30
Привет лауреатам премии Кошшута .....	31
Первое собрание венгерских физиков в городе Печ .....	32

### ИЗ ЖИЗНИ ФИЗИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА

#### БИБЛИОГРАФИЯ

<i>Гоффман Тибор</i> : О книге проф. Гомбаша: Проблема многих тел в квантовой механике .....	35
<i>Феньеш Имре</i> : О книге проф. Хинчина: Аналитические методы статистической механики .....	36
Первый выпуск новой серии Acta Physica .....	37

## KEDVES OLVASÓNK!

A Fizikai Szemle c. folyóirat megjelenésének időpontja technikai okok következtében — nem egy esetben — változott. Ez a folyóirat küldésében zökkenőt okozott, mert vállalatunknak nem áll módjában minden alkalommal értesítést küldenie előfizetőinek a megjelenésről. A folyóirat zavartalan megküldése érdekében kérjük tehát, hogy az előfizetési díjat (1/2 évre 10 Ft) rendszeresen és előre a Magyar Nemzeti Banknál vezetett egy számlánkra (Közüktatásügyi Kiadóvállalat 936 540. sz.) befizetni szíveskedjék.

Folyóiratunkat csak azon előfizetőinknek küldhetjük meg, akik az előfizetési díjat átutalták vállalatunk részére.

Megjegyezzük azt is, hogy az elmúlt évtől eltérően — a folyó évben csak egyfajta előfizetési ár van. A példányonkénti vásárlási ár pedig magasabb, mint az előfizetési ár.

*Közüktatásügyi Kiadóvállalat  
Terjesztési osztálya*



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Felelős szerkesztő: SZAMOSI GÉZA

Szerkesztő: KOCZKÁS GYULA

I. évfolyam

2. szám

1951 július

## Vavilov élete és munkássága

Sz. I. Vavilov szovjet fizikus neve, aki az utóbbi években a Szovjetunió Tudományos Akadémiájának elnöki tisztét töltötte be, nemcsak saját hazájában, hanem külföldi tudományos körökben is jól ismert. 1891-ben született Moszkvában. Tudományos munkásságát már egyetemi hallgató korában megkezdte a szintén világszerte ismert orosz fizikus Pjotr Lebegyev tanítványaként. 1914-ben, a moszkvai egyetem elvégzése után, munkahelyet és munkalehetőséget ajánlottak fel számára az egyetemen, melyet a cári nevelésügyi miniszter politikája elleni tiltakozása jeléül visszautasított. A világháború kitörésekor Vavilovot is behívták a hadseregbe.

Az októberi forradalom után ismét visszatért munkájához. 1920-ban — 29 esztendő korában — a moszkvai egyetem tanára lett. Tizenkét évi munkásság után a Szovjetunió Tudományos Akadémiája meghívta tagjai sorába és 1945 júliusában, az Akadémia 220 éves fennállása alkalmából tartott ülésén, elnökévé választották.

Az Akadémia elnökeként az egész szovjet tudományos élet irányítója lett, s számos megnyilatkozásában adott irányelveket a szovjet tudomány minden ága számára. Megnemalkuvó harcosa volt a kommunizmus eszméjének, a kommunista tudományos világnézetnek. „A szovjet ember társadalom- és természetszemlélete alapvetően megváltozott. Szemléletének alapja az egészséges és legyőzhetetlen dialektikus materializmus. A szovjet tudós a dialektikus materializmus zászlaja alatt merészen küzd az idealista kódosítás minden megnyilvánulása ellen” — mondotta egyik beszédében.

Tanítómestere, Lebegyev, a fény elméletével foglalkozott. Nagy tapasztalata, tudása és a tudomány iránti szeretete mély hatást gyakorolt Vavilovra, s érthető, hogy Vavilov tudományos érdeklődését a Lebegyevvel való együttműködés szabtta meg: szintén az optika egyes kérdéseinek tanulmányozása felé fordult. 1932-től a Pjotr Lebegyev Fizikai Intézet vezetője volt és egyidejűleg 1945-ig az Állami Optikai Intézet munkáját is irányította.

Tudományos munkájának főterülete a folyékony és szilárd testek lumineszcenciájának vizsgálata.

Ezen a téren sok új módszert vezetett be és számos alapvető fontosságú felismerést tett. Tudományos munkájában került az öncélúságot, mindig arra törekedett, hogy munkája a gyakorlati élettel összefüggjön és fiatalabb kutatók, tanítványok, munkatársak számára hozzáférhető legyen. Munkatársai között nagynevű fizikusok szerepeltek: P. Pringsheim, V. L. Levsin, P. A. Cserenkov és még sokan mások. Tudományos munkája mellett gondja volt arra is, hogy a széles néprétegekkel is szoros kapcsolatot tartson fenn. Számos népszerűsítő és technikai jellegű munkája is volt. Ilyen természetű munkái közül legismertebbek Galileiről és Newtonról írt monográfiái. Az utóbbi „Isaac Newton” címmel magyar fordításban is megjelent. Vavilov fordította le orosz nyelvre először Newton Optikáját, tudományos és történelmi magyarázatokat fűzve hozzá.

A Szovjetunió Honvédő Háborúja idején irányítása alatt számos optikai készüléket szerkesztettek az Állami Optikai Intézetben a háború céljaira.

A háború befejezése után Vavilov a szovjet tudomány feladatait a következőkben határozta meg: „A szovjet tudománynak a legrövidebb időn belül olyan tudományos eredményekkel kell a nép segítségére sietnie, olyan eredményekkel kell a falvakat és városokat, ipartelepeket és mezőgazdasági termelést támogatnia, amelyek a szocialista társadalom zavartalan építését a Föld természetes gazdagságának maximális kihasználásával biztosítják és egyúttal biztosítékot nyújtanak arra nézve is, hogy ezzel az építőmunkával senki sem mer szembe szállni”.

Vavilov vezetése alatt a Szovjetunió Tudományos Akadémiája az új feladatok ellátására nagymértékben kiszélesítette működését. „Nagyszámú fiókinstitútum és támaszpontja révén, valamint a szovjetköztársaságokban felállított új, önálló Akadémiák támogatásával a Tudományos Akadémia közvetlen befolyást gyakorolt arra a hatalmas tudományos egyesülésre, amelynek intézményei Szachalintól a Kaukázusig és Közép-Ázsiáig az egész Szovjetunióban mindenütt megtalálhatók.



Az Akadémia emellett tényleges, konkrét kapcsolatokat tart fenn mind a szakintézetekkel, mind az iparral és ennek folytán nagyon eredményesen vezeti az egész szovjet tudományt és technikát — mondotta Vavilov az Akadémia fennállásának 225. évfordulója alkalmával tartott beszámolójában.

Vavilov nemcsak elismert tudós volt, hanem nagy közéleti szerepet is töltött be. Évek óta folytatólagosan bevásárolták a Dolgozók Lenin-grádi Szovjetjének küldöttei közé és 1946 februárjában a Szovjetunió Legfelső Tanácsának is tagja lett. Erről a szerepéről mondotta: „A mi országunkban küldöttnek lenni megbecsülést jelent. — Küldöttnek lenni nemcsak tisztességet jelent; sok és nagy munkát hoz, az egész életet felöleli minden vonatkozásában: az egészen kicsiny problémákat éppúgy, mint az igen nagy kérdéseket, az ember egyéni kis problémáit éppúgy, mint azokat a kivételesen nagy kérdéseket, amelyek néha az állam életében merülhetnek fel...“ Kétszer nyerte el a Lenin Rendet, tudományos munkássága jutalmaként elnyerte a Munka Érdemrendet is. Az akadémikus Vavilov kétszer részesült Sztálin-díjban.

A lumineszcenciára vonatkozó vizsgálatait, s e vizsgálatok terén elért eredményei különböző tekintélyes folyóiratokban megjelent számos tudományos közleményéből ismerhetők meg. Több mint száz tudományos közleménye jelent meg, a jelentékenyebbek a *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, *Dokladi Akademii Nauk SSSR*, *Zeitschrift für Physik*, *Annalen der Physik*, *Philosophical Magazin*, *Naturwissenschaften*, *Nature*, *Acta Physica Polonica* stb. folyóiratokban. Vavilov rendkívül termékeny kutató volt — ezt mutatja az is, hogy száznál több publikációja jelent meg — ezért olyan keretekben, amelyet ez a közlemény megenged, tudományos munkásságáról csak szemelvények formájában lehet képet adni. A következőkben lumineszcenciára vonatkozó vizsgálatait közül a legjelentősebbeket fogom ismertetni.

A fényt kibocsátó molekulával az energiát úgy is közölhetjük, hogy a molekulának csak a fénykibocsátás szempontjából lényeges része kerüljön magasabb energiaállapotba. Az ilyen feltételek mellett létrejövő fénykibocsátási jelenségekre vezették be a lumineszcencia elnevezést. A lumineszcenciára minden esetben jellemző, hogy az emittált fény intenzitása bizonyos hullámhossznál mindig nagyobb, mint az ugyanolyan hőfokú test által kibocsátott sugárzás intenzitása ugyanannál a hullámhossznál. Tehát

$$\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} > E_{\lambda,T}^{\circ}$$

vagyis lumineszcenciára Kirchhoff tétele nem érvényes.

Ha a lumineszcenciaemisszió keltéséhez szükséges energiát fotonok abszorpciója szolgáltatja, fotolumineszcenciáról beszélünk, ha elektromos részecskék ütközése, elektrolumineszcenciáról. Vavi-

lov vizsgálatait főleg a fotolumineszcencia problémáinak felderítésére irányultak.

Sokáig azt hitték, hogy a fotolumineszkálás kivételes jelenség és viszonylag kevés anyag jellemző tulajdonsága, megfelelően a lumineszkálás feltételeit kutatták. Az igazi probléma ma már inkább az, hogy miért nem lumineszkál némelyik anyag. Egyáltalán ebben a tekintetben fontos annak eldöntése, hogy egy anyag lumineszkál-e vagy sem. Vavilov vizsgálatai mutattak rá arra, hogy ez legtöbbször nem könnyű kérdés, eldöntése a lumineszkáló anyag tisztaságával és az emisszió intenzitásával függ össze. Kiderült, hogy nagyon erős gerjesztésre nem lumineszkálóknak hitt anyag is lumineszkálhat igen gyengén és megfordítva: több lumineszkáló anyagról bebizonyosodott, hogy csak a szennyezések miatt lumineszkál. Így pl. a víz ultraibolya gerjesztésre jól megfigyelhető halvány ibolyaszínű emissziót ad, amelynek intenzitása újbóli desztillálásra csökken, de zérussá nem tehető. Ugyanígy viselkedik Vavilov vizsgálatai szerint a tiszta alkohol, glicerin, benzol is. Nézete szerint ezeknél az anyagoknál az igen gyenge emisszió onnan származik, hogy bizonyos szennyezésektől (a  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  jelenléte miatti oxidációs termékektől) nem tudták teljesen megtisztítani. Később Terenin szovjet fizikus kísérletileg is kimutatta, hogy frissen készített, gondosan tisztított alkoholban ultraibolya gerjesztésre nem lép fel lumineszcencia-emisszió.

A lumineszcenciajelenségeket régóta három csoportra osztják: fluoreszcencia, foszforeszcencia és rekombinációs utóvilágítás. Régebben a fluoreszcenciát és foszforeszcenciát az utóvilágítás tartama szerint különböztették meg: ha a lumineszkálás csak a gerjesztés tartama alatt volt megfigyelhető, fluoreszcenciának nevezték, ha a gerjesztés megszűntetése után is tartott, foszforeszcenciának. A modern kísérleti technika lehetővé tette igen rövid időtartamok ( $10^{-9}$  sec) mérését is, s kimutatható volt, hogy a spontán átmeneti valószínűségek időtartama atomi folyamatoknál is lehet több másodperc, így a mai felfogás szerint a két folyamat között pusztán időtartambeli különbségek alapján nem vonható éles határ. Az utóvilágítás időtartamának és az utóvilágítás alatti emisszió intenzitásának mérése mégis igen fontos feladat, mert a gerjesztés megszüntetése utáni emisszióintenzitás csökkenésből (csillapodásból) a lejátszódó molekuláris folyamatokra lehet következtetni. Az igen rövid csillapodási idejű lumineszcenciaemisszió mérésére Vavilov és Levsin egy forgótükrös foszforoszkópot szerkesztettek, melynél a gerjesztés elektromos szikrakisülés fényével történt. A szikrakisülést maga a forgó tükröz vezérelte. A forgó tükrőben a reflektált lumineszcenciafény széles sávva húzódott szét. Berendezésükkel  $10^{-6}$  sec csillapodási idő esetén is lehetett méréseket végezni. Zselatinban és cukorban oldott festékek emisszióját vizsgálták. Megállapították, hogy az oldat megszilárdulásakor hosszú utóvilágítást mutat, de a szilárd oldatban is megfigyelhető még a folyékony oldatban észlelt

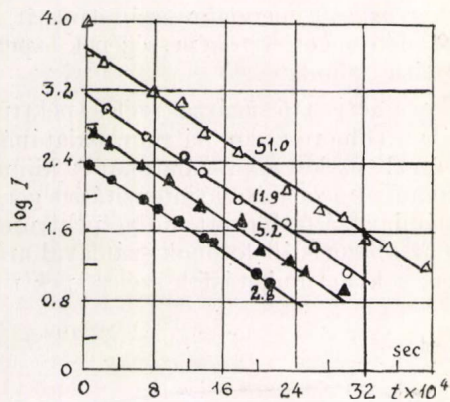


rövid élettartamú folyamat. Utóbbi spektruma a rövidebb hullámok felé esett, ezt fluoreszcencia-sávnak, előbbi a hosszabb hullámok felé, ezt foszforeszcencia-sávnak nevezték. Vizsgálataik alapján kezdetben azt hitték, hogy a fluoreszcencia és foszforeszcencia különböző fizikai folyamatoknak felelnek meg, erre vallott az, hogy megszilárdulás-kor a folyékony oldat által kibocsátott fény spektrumára szuperponálódott egy hosszúhullámú, nagyobb élettartamú folyamat spektruma.

A gerjesztés megszüntetése után bekövetkező utóvilágítás csillapodási ideje fluoreszcenciaemissziónál igen rövid. A Vavilov-féle mérőberendezéssel nagyon rövid csillapodási idejű emisszióval a csillapodás időbeli lefolyását nem lehetett megmérni. Néhány hosszabb csillapodási idejű készítménynél azonban sikerült kimutatnia, hogy az emisszió intenzitásának csökkenése a gerjesztés megszüntetése után exponenciális törvényt követ, vagyis az intenzitás időbeli csökkenését

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{a}}$$

alakú törvény írja le, ahol  $I_0$  a fluoreszcenciaemisszió intenzitása a gerjesztés megszüntetésekor,  $I$  az intenzitás  $t$  idő múlva,  $a$  az anyagtól függő állandó. Az ábrán uranilsók fluoreszcenciacsillapodását láthatjuk különböző gerjesztőfény intenzitásánál. A

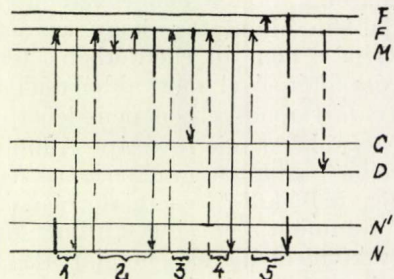


1. ábra. Uranilsók fluoreszcenciájának csillapodása 2,8–51,0 gerjesztőfényintenzitások között (tetszőeszerinti egységekben).

$\log I$  és  $t$  összetartozó értékei egy egyenesen fekszenek. Az exponenciális törvény érvényessége arra mutat, hogy az emisszió monomolekulás folyamat. Erre utalt már egyébként az a körülmény is, hogy az atom ill. molekula gerjesztett állapotának időtartama nagyjából egyezik a fluoreszcenciaemisszió csillapodási idejével, tehát az emisszió az instabilis gerjesztett állapotból a stabilis alapállapotba való spontán átmenet révén jön létre. Vavilov kísérleti eredményei, azzal, hogy az exponenciális törvény érvényességét kimutatták, igazolták ennek a feltételezésnek a helyességét és ezzel fontos elméleti kérdés tisztázásához vezettek. Mint más vizsgálatokból kitűnt, a foszforeszcenciaemisszió csillapodása is exponenciális törvényt követ, így többek között ez a körülmény is arra mutat, hogy a két-

féle lumineszcenciafolyamat között nem lehet lényeges különbség.

A fluoreszcencia és foszforeszcencia közötti különbséget megérthetjük a 2. ábrán látható diagram segítségével, amelyen egy atom, vagy több atomból álló rendszer egyes lehetséges energiaállapotait vízszintes vonalak jelzik.  $\nu_{NF}$  frekvenciájú fény abszorpciója alkalmával



2. ábra. Energia-diagramm a fluoreszcencia és foszforeszcencia értelmezéséhez: 1. rezonanciasugárzás, 2. foszforeszcencia, 3. fluoreszcencia, 4. és 5. anti-Stokes fluoreszcencia.

a rendszer  $N$  állapotából  $F$  gerjesztett állapotba kerül. Ha  $N$  és  $F$  között más energianívó nincsen, akkor a rendszer csak ugyanazon  $\nu_{NF}$  frekvenciájú fény kibocsátásával juthat újból alapállapotba (rezonanciasugárzás esete). Általában azonban több  $C, D, \dots$  stb. energianívó van  $N$  és  $F$  között, ezért  $\nu_{FC}, \nu_{FD}, \dots$  stb. frekvenciájú fény kibocsátása is lehetséges. Az ilyen típusú fénykibocsátást nevezzük fluoreszcenciának. Minthogy ezek a frekvenciák mind kisebbek  $\nu_{NF}$ -nél, a fluoreszcenciaemisszió hullámhossza mindig nagyobb (vagy határesetben egyenlő), mint a gerjesztőfényé. (Ezt a törvényt tapasztalati úton Stokes fedezte fel.) Előfordulhat olyan gerjesztett  $M$  állapot, amely az alapállapotból közvetlenül nem érhető el és amelyből az alapállapotba való átmenet is „tiltott”. Tehát, ha a rendszer gerjesztésre közvetve  $N \rightarrow F \rightarrow M$  úton  $M$  állapotba jut, abban viszonylag hosszú ideig megmaradhat, s ha perturbálatlan, akkor emisszió egyáltalán nem jön létre, vagy csak nagyon kis intenzitással. Az emisszió bekövetkezésének ilyenkor az a feltétele, hogy a rendszer kívülről jövő energia rovására  $M$  állapotból  $F$ -be jusson, ahonnan már az  $F \rightarrow C, F \rightarrow D, \dots$  stb. átmenetek lehetségesek. Az  $N \rightarrow F \rightarrow M \rightarrow F \rightarrow N$  típusú menetekhez tartozó lumineszcenciajelenségeket nevezzük foszforeszcenciának.

Ezek alapján fontos feladat az abszorpció és emisszió vizsgálata, ugyanis ilyen vizsgálatok alapján lehetséges a lumineszkálás mechanizmusát a fentihez hasonló, de konkrét energiaértékekkel megadott energiadigrammok segítségével értelmezni. Ezzel a problémával Vavilov több dolgozata foglalkozik.

Több esetben előfordul, hogy az  $N$  és  $F$  nívók felett kis energiaértékkel magasabban  $N'$  és  $F'$  nívók is találhatók. Ilyenkor megtörténik, hogy a környezet termikus energiájának rovására a rendszer még a gerjesztés előtt  $N'$  állapotba kerül, vagy



gerjesztés tartama alatt  $F'$ -ből  $F''$ -be. Ez azt jelenti, hogy a gerjesztő fény  $\nu_{N'F}$  illetve  $\nu_{NF}$  frekvenciája kisebb, mint az emittált fény  $\nu_{FN}$  illetve  $\nu_{FN}$  frekvenciája. A Stokes-törvénytől való ilyen eltéréseknél az emittált fény nagyobb energiájához szükséges energiátöbbletet a rendszer a termikus energiából nyeri, tehát az energia alacsonyabb hőmérsékletű helyről jut magasabb hőmérsékletű helyre. Ebből Lenárd arra következtetett, hogy a termodinamika második főtétele nem egyetemes érvényű. Vavilov újabban kimutatta, hogy az anti-Stokes vonalak fellépése nem áll ellentétben a termodinamika második főtételével, mert abból csak az következik, hogy zárt rendszerben nem lehet tartósan munkát végezni hőenergia rovására. A lumineszcenciajelenségeknél azonban nincsen zárt rendszerről szó, mindig kell külső energiaforrásnak lennie, amely pl. fotolumineszcenciánál a primér külső fényforrás, s így kívülről állandó energiapótlás történik. Ilyenkor bekövetkezhetik, hogy a rendszer egy része más része hőenergiájának rovására felmelegszik s a hő alacsonyabb hőmérsékletű helyről magasabb hőmérsékletű helyre áramlik (pl. a hűtőgépeknél).

A perturbációnak lehet más következménye is. Kondenzált lumineszkáló rendszereknél (néhány kristályt alacsony hőmérsékleten kivéve) különösen gyakori, hogy perturbációk miatt energianívó-eltodások következnek be, sőt megtörténik az is, hogy a gerjesztett molekulák összes energiája elvész, s így az alapállapotba való visszatérést nem kíséri fénykibocsátás. Ilyenkor a fluoreszcenciaemisszió intenzitása, s az  $\eta$  n. hatásfok csökken. A lumineszcenciaemisszió fényforrásként való felhasználásánál ez a tény igen fontos. A technikai szempontból fontos  $\eta$  n. fényhatásfokon a lumineszkáló test által kibocsátott és elnyelt fényenergia hányadosát értjük, tekintet nélkül a különféle okokból (reflexió, abszorpció stb.) előálló veszteségekre. A molekuláris folyamatok megértése szempontjából használhatóbb a kvantumhatásfok. Ezen az időegység alatt kibocsátott ( $I$ ) és elnyelt fotonok ( $A$ ) számának hányadosát értjük:

$$Q = \frac{I}{A} \quad (1)$$

A hatásfok mérése történhetik:

1. Vastag réteggel, amely minden beeső fényenergiát elnyel. Ekkor az emisszió intenzitását kell mérni a gerjesztés oldaláról nézve.

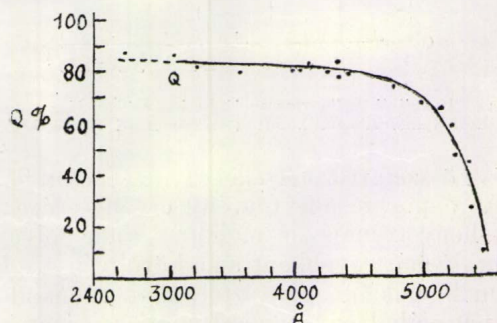
2. Vékony réteggel, amely nem nyel el minden beeső fényenergiát. Ekkor az abszorpciós koefficiens is kell mérni.

Az abszolút mérés mindenképpen kényelmetlen. Az első ilyen mérést Vavilov végezte, s eredményeit későbbi relatív méréseknél számos kutató felhasználta. Vavilov egy vizuális mérési eljárást dolgozott ki a hatásfok meghatározására, amelynél a fluoreszkáló preparátum egységnyi felületéről emittált fény intenzitását kell megadott irányból összehasonlítani matt, fehér felületről szórt monokromatikus fény intenzitásával. Ezekből a megfigyelésekből nyert értékek alapján a teljes emittált és szórt

fény intenzitását integrálással számította ki. Mint-hogy a fluoreszcenciaemisszió és a fehér lap által szórt fény színeinek összetétele különböző volt, fotométerét minden színre, ismert spektrális energia eloszlású fénnel való összehasonlítás útján, hitelesítenie kellett. A mérések szubjektív volta ellenére jó eredményeket ért el (10 %-os pontossággal dolgozott). Eredményeit későbbi saját relatív méréseinél is felhasználta, s a hatásfokmérések területén számos kísérleti anyagot gyűjtött. Kimutatta, hogy a kvantumhatásfok különböző anyagoknál ugyanabban az oldószerben és ugyanannál az anyagnál különböző oldószerben rendkívül tág határok között változhatnak.

Különösen fontosak gyakorlati szempontból is a kvantumhatásfokra vonatkozó következőkben ismertetendő vizsgálatai. Kondenzált rendszereknél a fluoreszcenciaerjesztés sohasem szorul egy szűk spektrumtartományra, hanem többé-kevésbé széles sávot foglal el. Ezen  $\eta$  n. gerjesztő-sáv gerjesztőképességének spektrális eloszlását többen megmérték a sáv egyes részeivel való gerjesztés okozta fluoreszcenciaemisszió intenzitásainak összehasonlítása révén. Azt találták, hogy a gerjesztőképesség spektrális eloszlása szelektivitást mutat, de nem vették tekintetbe sem a primér sugárzás, sem az abszorpciós spektrum energiaeloszlását. Ha ezeket kvantitatív mérésekkel meghatározzuk és a fluoreszcenciaemisszió intenzitását a spektrum minden részén egyenlő abszorbeált energiákra számítjuk át, akkor a primér fény gerjesztőképességének spektrális szelektivitása eltűnik.

Vavilov a gerjesztő sugárzás széles spektrumtartományában (Fluorescein nátrium oldatánál 2500 Å-ig) elvégezte ezeket a vizsgálatokat és kimutatta, hogy a fluoreszcenciaemisszió intenzitása a gerjesztőfény hullámhosszától függetlenül a spektrum nagy részében az abszorbeált fotonok számával arányos, másképpen: a kvantumhatásfok széles spektrumtar-



3. ábra. Fluorescein nátrium vizes oldatának kvantumhatásfoka ( $Q$ ) mint a gerjesztőfény hullámhosszának függvénye.

ományban a hullámhossztól független. A 3. ábrán a százalékokban megadott kvantumhatásfok ( $Q$ ) Å-ben megadott hullámhossztól való függését láthatjuk az említett oldatnál. Az ultraibolya spektrumtartományban a kvantumhatásfok állandó. Azóta a kvantumhatásfoknak ezt az állandóságát több anyagnál kimutatták. A vizsgálatok nagyrészt gya-



korlatilag felhasználták heterokromatikus ultraibolya fotometrálsra. Ennél az eljárásnál az ultraibolya fény intenzitását mérik a fluoreszcencia-emisszió felhasználásával. A mérés akkor adhat használható eredményeket, ha a fluoreszcenciafény intenzitása arányos a gerjesztő ultraibolya fény intenzitásával és spektrális energiaeloszlása független a gerjesztő ultraibolya fény intenzitásától és hullámhosszától. Vavilov vizsgálatai éppen ezekre a kérdésekre adtak választ.

Régi megfigyelés, hogy a fluoreszkáló oldat emissziójának intenzitását konstans gerjesztőfény intenzitásánál igen kis koncentrációban jelenlevő idegen molekulák csökkentik. Ennek a fluoreszcencia-emissziót csökkentő ú. n. kioltásnak a mechanizmusára nézve a kvantumhasznosság-mérések fontos felvilágosítást adnak. Vavilov több dolgozata foglalkozik ezzel a problémával.

Perturbálatlan rendszernél, egyensúlyban, az időegység alatt emittált ( $I_0$ ) és abszorbeált fotonok ( $A_0$ ) száma egyenlő, ezért a kvantumhatásfok az (1) egyenlet alapján  $Q = 1$ . ( $I_0$  tulajdonképpen az emittált fény intenzitása,  $A_0$  az abszorbeált fény intenzitása perturbálatlan rendszernél.)  $Q = 1$  esetben a kvantumhatásfok maximális. Ha a hatásfok csökken, akkor az emisszió intenzitása csökken. Az emisszió intenzitásának csökkenése a spontán átmeneti valószínűség ( $\alpha$ ) csökkenését jelenti, ami a gerjesztett állapot átlagos élettartamával ( $\tau$ ) függ össze: minél rövidebb a gerjesztett állapot átlagos élettartama, annál nagyobb az átmeneti valószínűség. Legyen perturbálatlan rendszernél a spontán átmeneti valószínűség  $\alpha_0$ , a gerjesztett állapot átlagos élettartama  $\tau_0$ . Ezek közötti összefüggés

$$\alpha_0 = \frac{1}{\tau_0} \quad (2)$$

Ha a gerjesztett molekulák száma  $n_0$ ,

$$A_0 = I_0 = \alpha_0 n_0 \quad (3)$$

Ha a gerjesztési energiát a rendszer valamilyen  $\alpha_1$  valószínűségi folyamat révén elveszítheti, akkor (3) helyett

$$A_1 = (\alpha_0 + \alpha_1) n_1 \quad (4)$$

írható. Feltéve, hogy az abszorpciót a perturbáció nem befolyásolja ( $A_0 = I_0 = A_1$ ), az emisszió intenzitása:

$$I_1 = \alpha_0 n_1 \quad (5)$$

(4) alatti egyenletből  $n_1$ -et (5) alatti behelyettesítve és (2) alatti felhasználva:

$$I_1 = \frac{A_1}{1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_0}} = \frac{I_0}{1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_0}} = \frac{I_0}{1 + \alpha_1 \tau_0}$$

Könnyen belátható, hogy ütközéses perturbációnál ez

$$I_1 = \frac{I_0}{1 + z \tau_0} \quad (6)$$

alakba írható, ahol  $z$  az effektív másodpercenkénti ütközésszám, ill.

$$I_1 = \frac{I_0}{1 + kc} \quad (7)$$

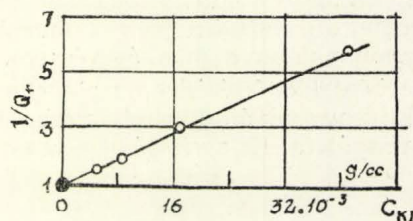
alakba, ahol  $c$  a kioltó molekulák koncentrációja,  $k$  pedig egy konstans ( $\tau_0$  értéke is belefoglalva). A relatív hatásfok definíció szerint

$$Q_r = \frac{I_1}{I_0}$$

A (7) alatti egyenlet alapján:

$$Q_r = \frac{1}{1 + kc} \quad (8)$$

Vavilov mérései szerint kis koncentrációknál ez az összefüggés érvényes is, ugyanis, mint a 4. ábrán is láthatjuk,  $1/Q_r$  és  $c$  összetartozó értékei egy



4. ábra. Fluoreszcein nátrium vizes oldata fluoreszcenciájának kioltása különböző kioltó molekula koncentrációjánál.

egyenesre esnek. Más mérései alapján kiderült, hogy  $1/Q_r$  5-nél nagyobb értékeire nézve az egyenestől olyan nagy eltérések mutatkoznak, amelyek a lehetséges hibahatárnál jóval nagyobbak. Ezeket az eltéréseket Vavilov úgy próbálta értelmezni, hogy feltételezett az ütközéses kioltás mellett még egy ú. n. konfiguráció-kioltást, amely az előbbire szuperponálódik. Számításai szerint, ütközésektől eltekintve (ha az összes molekulák nyugalomban vannak, egy igen nagy viszkozitású közegben) a relatív hatásfok a konfiguráció-kioltást tekintetbe véve:

$$Q_r = e^{-\omega Nc} \quad (9)$$

ahol  $\omega = \frac{4}{3} q^3 \pi$  a gerjesztett molekulák effektív

térfogata és  $Nc$  a kioltó molekulák száma  $\text{cm}^3$ -enként. A két kioltó effektus szuperpozíciója a (8) és (9) alatti egyenletek szerint:

$$Q_r = \frac{e^{-\omega Nc}}{1 + kc}$$

Ez utóbbi egyenlet érvényességét Vavilov különböző festékkoldatok relatív hatásfokának mérésével igazolta és később más kutatók is szolgáltatottak kísérleti adatokat érvényessége igazolásához.

Külön vizsgálatcsoport foglalkozik a lumineszcencia-emisszió polárosságának kérdésével. A lumineszcencia-emisszió polárosságára vonatkozó kutatások is sok fontos adatot szolgáltatottak a luminesz-



cenciafolyamat mechanizmusának felderítéséhez. Ezekről most nem számolok be. 1947-ben Vavilov egy kérdésre válaszolva, röviden válaszolt munkáját és jövő célkitűzéseit. A következőket mondta: „Mint a Szovjetunió Akadémiája elnökének legfontosabb feladatát az Akadémia munkájának irányítása. Egyidejűleg azonban az Akadémia több speciális osztályának munkájában magam is közvetlen részt veszek. Többek között folytatom régóta megkezdett tudományos munkámat, a fizikai optika körébe tartozó lumineszcenciajelenségek problémáinak tanulmányozását. A lumineszcencia kérdései az utóbbi néhány évben átlépték a tisztán absztrakt problémák kereteit — és amint ez gyakran megtörténik a tudományban — a nemzetgazdaságban nagy gyakorlati fontosságra tettek szert. Ez különösen a kristályfoszforokra vonatkozik. Különösen érdeklődésre tartanak számot az új, nagymértékben gazdaságos fényforrások, a lumineszcencialámpák... Egyéb felhasználási lehetőségek megnyitásához a lumineszcenciajelenségeket minden oldalról alaposan kell tanulmányozni. Munkatársaimmal ezt a munkát végzem.

Jelenlegi érdeklődési irányom a röntgensugarak és rádióaktív sugarak által keltett lumineszcenciasugárzás vizsgálata. Ez a vizsgálat a lumineszcen-

cia-elméletnek kifejtésében is igen értékes és ennek is van gyakorlati oldala: hosszú ideig lumineszkáló anyagok racionális készítésére adhat felvilágosítást.

Munkatársaimmal hosszú idő óta foglalkozom az összetett molekulák optikai tulajdonságaival. Vizsgáljuk pl. azokat a feltételeket, amelyek a molekulák gerjesztéséhez szükségesek, a molekulák természetét, a gerjesztett molekuláknak a környezetükkel való kölcsönhatását... Folytatom az energia egy közegben való átvitelének vizsgálatára vonatkozó munkámat. Ez nemcsak a gerjesztési energia-átvitel kérdéseire adna felvilágosítást, hanem a molekulák szerkezete és az energiaátvitel közötti kapcsolatra.

Ezenkívül folytatni fogom filozófiai és a fizika történetére vonatkozó munkámat.

Ezt a gazdag munkatervét Vavilov már nem tudta egészében teljesíteni. 1951. februárjában 60 éves korában meghalt. Halálával nemcsak a szovjet tudományt érte nagy veszteség, hanem az egész haladó tudományt, amelyben élete munkájával Vavilov oly kitüntető helyet szerzett magának.

Szalai László

Szegedi Tudományegyetem  
Kísérleti Fizikai Intézet

## A SZOVJET FIZIKA EREDMÉNYEI

### A szovjet fizika eredményei

A modern fizika legérdekesebb, legaktuálisabb és egyben ma már leghatalmasabb fejezete az atomfizika. Az atomok magból és héjból állanak. A héjfizikában is jut szerepe a magnak, amennyiben az elektronhéj az atommag erőterében épül fel. A voltaképpeni magfizika tárgyát azonban csak maguknak az atommagoknak, az atommagokat felépítő elemi részecskéknél és az ezek közötti erőknél, a magkötő erőknél vizsgálata képzi. Ezen kérdések alapvetően fontosak és izgalmasak, hiszen ma még nem tudjuk pontosan, milyen erők tartják össze az egymást nagy elektromos erővel taszító pozitív részecskéket az atommagon belül, milyen erőknek tulajdonítsuk az atommagok stabilitását; technikai, gyakorlati jelentőségük is óriási.

Az atommagfizika kísérleti módszerei igen sokfélék. Az atommagok legkülömbözőbb tulajdonságait vizsgálják és mérik. Így pl. a tömegspektroszkópia már szinte minpen atommag tömegét sok tízezresre meg tudja mondani; a magok elektromos töltését pontosan ismerjük; mágneses és mecha-

kai nyomatekuk sok esetben elég jól ismert, és így tovább. A természetben előforduló atommagok azonban csak kis részét képezik az eddig megismert magoknak, amelyeknek többsége tudvalevőleg mesterséges és bomlékony. Mesterséges magok előállítása viszont úgy történik, hogy a természetben előforduló stabil magokat elemi részecskével, vagy kevésszámú elemi részecskékből álló korpuszculákkal, mint „lövedékekkel”, bombázzuk. A atommagok ezen bombázása nemcsak azért fontos, mert a mesterséges atommagfajták előállításának eddig egyetlen előállítási módja. Maguk az ütközések és törvényszerűségeik a magok és magerők ismerete szempontjából igen tanulságos vizsgálatok tárgyát képezhetik. Gondoljunk pl. Rutherford alfa-szórás kísérleteire, vagy a sok szép eredményt szolgáltatott Wilson-kamra felvételekre, amelyek voltaképpen atomi ütközések felvételei.

Az ütközési kísérletek fent említett „lövedékeinek” egy részét maga a természet szolgáltatja. Ezek a rádióaktív elemek sugárzásainak korpuszculái és



kvantumai, tehát alfa-részek (héliumatommagok), béta-részek (nagysebességű elektronok) és gamma-kvantumok (a röntgen-sugárzásnál is rövidebb hullámhosszú elektromágneses sugárzás fotonjai). A kozmikus sugárzásban előforduló egyes mezonok is nagymértékben „mag-aktívek”, azaz jó kitermeléssel képesek atommagreakciókat kiváltani.

Ezen természetes sugárforrások lehetőségei azonban korlátozottak. Korlátozottak egyrészt intenzitás tekintetében: 1 gramm rádium másodpercenként „csak”  $3,7 \cdot 10^6$  részecskét szolgáltat, a kozmikus sugárzás intenzitása tengerszinten: négyzetcentiméterenként és percenként kb. egy részecske. A rádióaktív források korlátozottak továbbá kvantumenergia tekintetében is, ami alatt ezen összefüggésben nemcsak a gamma-fotonok  $h\nu$  kvantumenergiáját, hanem minden — lövedék szerepét betöltő — korpuszkula egyenkénti kinetikus energiáját akarjuk érteni.

Ez az energia mérvadó pl. abból a szempontból, hogy meg tudjuk-e valósítani a pozitív töltésű atommag és egy ugyancsak pozitív töltésű lövedék közötti ütközést a Coulomb-erő taszító hatása ellenére. A pozitív töltéssel kapcsolatban a következőket kell megjegyeznünk: részecskék mesterséges gyorsítása tudvalevőleg elektromos vagy mágneses terek segítségével történik, tehát közvetlenül csak töltött részecskének tudunk nagy energiákat átadni. Protonok (hidrogénatommagok), deutronok és alfa-részecskék (a nehéz hidrogén, illetve a hélium atommagjai) pedig pozitív töltésűek. Elektronokat, amelyek negatív elektromos töltésűek, fel lehet ugyan gyorsítani nagy sebességekre; azonban még az igen nagy energiájú elektronok is csak ritkán lépnek kölcsönhatásba atommagokkal. Azt mondjuk, kicsi a magokkal való kölcsönhatás, a magokkal való reakció hatáskeresztmetszete. Ezért, mint az atommagreakciókat kiváltó sugárzást, inkább azt a gamma-sugárzást használják fel, amely akkor lép fel, midőn ezen, nagy elektromos feszültségek által felgyorsított, nagy energiájú elektronok sugara anyagba ütközik. De még ezen gamma-sugarak hatáskeresztmetszete is sokkal kisebb, mint a hasonló nagyságrendű elektromos feszültségek által felgyorsított pozitív korpuszkuláké.

Atomi részecskék kinetikai energiáját általában elektronvoltokban szoktuk megadni. Egy elektronvolt az az energia, melyre egy elektron szert tesz, miközben egy voltnyi potenciálkülönbség hatására felgyorsul. Az elektromos munka egysége, egy coulombvolt, egy Joule-lal, avagy  $10^7$  erg-gel ekvivalens. Mivel  $1e$  (elektron töltése)  $= 1,6 \cdot 10^{-19}$  Coulomb és  $1 \text{ MV} = 10^6$  Volt,  $1 \text{ MeV}$  (ejtsd: „mega-e-volt” vagy „millió elektronvolt”) egyenlő  $1,6 \cdot 10^{-13}$  Joule, azaz  $1,6 \cdot 10^{-6}$  erg. A természetes rádióaktív sugárzások „kvantumenergiája” legtöbb esetben 8 MeV alatt marad. Részecskék mesterséges gyorsításának eddig legalkalmasabb eszközei, a ciklotron és bétatron (lineáris részecskegyorsítókkal ezen cikk keretében nem

foglalkozunk) intenzitás és energia tekintetében egyaránt nagyobb lehetőségeket jelentenek: egy-egy nagyobb ciklotron ionáramának intenzitása (ezen ionok: a lövedékek) megfelel több kilogramm rádium aktivitásának. A klasszikus ciklotron részecskéinek energiája pedig eléri a nukleonoké<sup>1</sup> 10 MeV-ot; egy benne felgyorsított, két protonból és két neutronból álló alfa-rész tehát 40 MeV-nyi energiával rendelkezik.

A klasszikus gyorsítóknak — mint látni fogjuk — felső energiakorlátja van, ezt a fenti értékekkel elértnék kell tekinteni. 40 MeV ötszöröse ugyan a rádióaktív alfa-sugarak maximális energiájának, de még ezen energiák birtokában sem bővítjük a megvizsgálható atommagreakciók csoportját számottevő mértékben: a magátalakulások csak azon fajtáit vizsgálhatjuk, amelyeknek gerjesztési vagy reakció-energiája ilyen nagyságrendű; ez pedig lényegében ugyanolyan típusú reakciókat jelent, mint amilyeneket a természetes sugárforrások segítségével meg tudunk indítani. (A fentiek szerint tanulmányozható reakciók energiái egyébként — hogy ne pusztán csak számokkal, hanem jelenségcsoportok jellemzésével szemléltessük ezen energiák nagyságrendjét — egy-egy nukleon magba való beépülésénél felszabaduló energiák tartományába esnek.) Megértjük tehát a napjainkban már többször elhangzott kijelentést, mely szerint a klasszikus részecskegyorsítókkal előbbieket értelmében hozzáférhető reakciócsoportok többé-kevésbé ki vannak vizsgálva, lehetőségeik ki vannak merítve.

A magfizika legaktuálisabb problémái ma nukleonok között ható magerők olyan kérdései, amelyek nem választhatók el mezonok (esetleg nukleonok) keltésének kérdésétől. Mezonok (melyeknek nyugalmi energiája tudvalevőleg 160 MeV körül van) előállításáról fentiek alapján az eddigi technikával nem lehet szó, még kevésbé nukleon-párképződésről, mely folyamat energiaküszöbe 2 BeV körül van. (Egy BeV = 1 „billió” elektronvolt = 1000 MeV; ezen következetlen jelölési mód ma már általánosan elterjedt.)

Ezek után nyilvánvaló, hogy a magfizika további haladása szempontjából döntő lépést jelent olyan gyorsítók szerkesztése, amelyekkel fent megjelölt határok túlléphetők. Az ilyen gyorsítók mind elvi, mind technikai értelemben megvalósítható működtetésénél döntő fontosságú az a stabilitási elv, melyre V. I. Veksler szovjet fizikus mutatott rá először 1944-ben, és amelynek alkalmazási lehetőségeire is felhívta a figyelmet. Ezen stabilitási elv lényeges tartalma, hogy a részecskék gyorsítása a relativisztikus sebességek tartományában bizonyos mértékig önkényes módon történhetik. Ennek oka az, hogy a részecskék gyorsítás közben energiájukra nézve — és ennek megfelelően fázis és pályarádus tekintetében is — stabil állapotnak megfelelő potenciálszézában vannak, amelyben az egyensúlyi helyzet körül elég tág határok között stabil rezgéseket végezhetnek. A gyorsítót

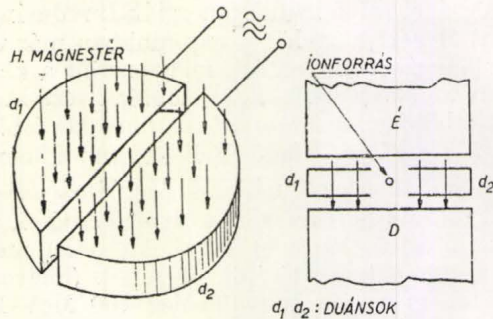
<sup>1</sup> nukleon (magalkatrész) = proton vagy neutron.



tervező mérnök, a vele kísérletező fizikus számára ez azt jelenti, hogy a cél, korpuszculák nagy energiákra való gyorsítása, megvalósítható anélkül, hogy túl szigorú műszaki feltételeket teljesíteni kellene.

A Veksler-féle stabilitási elv könnyebb megértése végett vázoljuk röviden a ciklotron és betatron működését.

A ciklotron (1. ábra) elektromos erőtér segítségével gyorsít fel „nehéz” pozitív töltésű részecskéket, tehát protonokat, deuteronokat, héliummagokat. Benne a többszörös (esetleg többszázszoros) gyorsítást olyképen valósítjuk meg, hogy a gyorsítandó részecskéket a pályájuk síkjára merőleges erős mágneses tér segítségével körpályára kényszerítjük. A két féldoboz alakú — duánsnak nevezett — elektroda között keringő gyorsítandó részecske minden körülfutás alkalmával kétszer a duánsok közötti résbe, a gyorsító résbe kerül. Gyorsító résnek ezt azért nevezzük, mert hogyha a duánsokra alkalmasan választott nagyfrekvenciájú elektromos váltófeszültséget adunk, akkor a duánsok közötti résen való áthaladás alkalmával mindig fel fog gyorsulni a részecske a duánsok, mint elektródák közötti elektromos tér hatására.

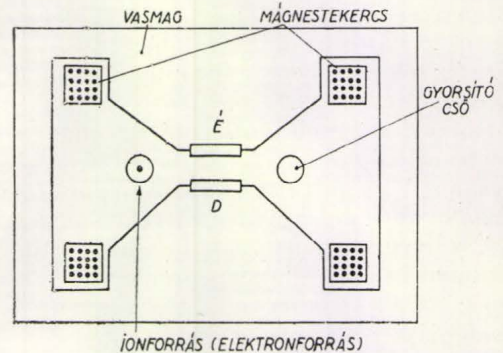


1. ábra.

Mi a feltétele annak, hogy mindig gyorsító romos térrel találkozzék egy részecske? A ciklotron  $H$  mágneses terében a Lorentz-erő hatására körpályára kényszerült,  $m$  tömegű és  $e$  elektromos töltésű részecske szögsebessége  $\dot{\theta} = \frac{e}{m} H$ ,

mégpedig függetlenül a sebessége által megszabott pályarádusztól. A gyorsító elektromos váltófeszültség  $\omega$  körfrekvenciáját már most azonosnak választjuk a fenti ( $H$ ,  $m$  és  $e$  által meghatározott)  $\dot{\theta}$  szögsebességgel. Ily módon olyan részecske, amelynél a középen elhelyezett ionforrásból a gyorsító lyet váltófeszültség vonzott a duánsok terébe, amely tehát egyszer már találkozott gyorsító feszültséggel a résen való áthaladása alkalmával, továbbra is mindig olyan polaritású elektromos teret fog találni a résen való átrepülése alkalmával, hogy ismét és ismét felgyorsul. Eközben energiája és az ennek megfelelő pályarádusza nő, de szögsebessége állandó marad. Végül a ciklotron szélén elektromosan töltött eltérítő lemezek segítségével nagy sebességű részecskéket kontinuus sugárát kapjuk.

A betatronban (2. ábra) is mágneses tér kényszeríti körpályára a benne felgyorsított elektront. A gyorsítás itt azonban nem elektromos erőtér hatására történik, pontosabban nem „sztatikus”, két elektródára alkalmazott tér hatására. Az elektronok pályájának síkját merőlegesen átdöfi egy mágneses tér; ezen tér időbeli változása a



2. ábra.

körpálya mentén elektromos erőtérnek felel meg, amely lényegében ugyanúgy felgyorsítja az elektront a pálya mentén, mint ahogyan „felgyorsítja” az elektront egy transzformátor szekunder meneteiben a primér váltakozó áram hatására átmágneseződő vasmag változó fluxusú. A betatronba persze a gyorsítás csak addig tart, amíg a pályamenti mágneses „vezető” tér kellő irányú, továbbá a pálya körülfogta fluxus változása kellő előjelű, végeredményben tehát váltóáram bevezetése esetében mindenkor csak egy negyed periódusig. Másodpercenként tehát annyi gyorsító ciklus van, amennyi a betatron mágnesébe bevezetett váltóáram periodusszáma. Ezért az elektronok árama lökészerű lesz.

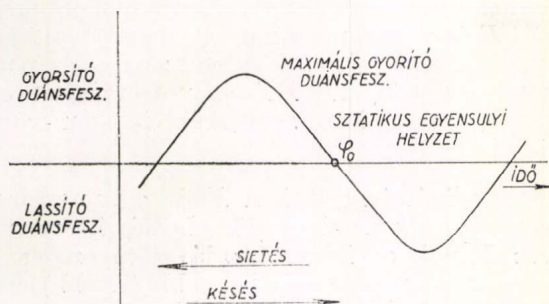
Vizsgáljuk meg, mit értünk fázison és fázis-stabilitáson. A ciklotron régebbi, teljes neve: mágneses rezonancia-gyorsító; „rezonancia” alatt értendő az egyenlőség a gyorsító elektromos váltómező fix  $\omega$  körfrekvenciája között és olyan részecskének szögsebessége között, amelyek a gyorsító ciklus folyamán a duánsok közötti résen való áthaladás pillanatában egyszer már találkoztak gyorsító feszültséggel. Ez az újból és újból való „találkozás”, mely a sokszoros gyorsítás előfeltétele, az egész ciklus tartama alatt végig fenn fog állani

mindaddig, amíg a  $\omega = \dot{\theta} = \frac{e}{m} H$  egyenlet, az

u. n. ciklotron-egyenlet jobboldalán álló mennyiségek állandók. A klasszikus ciklotronban a részecskének kinetikai energiájának végső értéke kicsiny nyugalmi energiájukhoz képest — hiszen nehéz részecskékről van szó —, a tömegük tehát nem változik számottevő mértékben, a ciklotron-egyenlet érvényes marad. (Ezt helyesebben úgy is fejezhetjük volna ki, hogy a klasszikus ciklotron éppen addig működik, addig képes felgyorsítani a részecskéket, amíg kinetikai energiájuk nem lesz számottevő nyugalmi energiájukhoz képest.)



Egy részecske „fázisa“ alatt (3. ábra) már most értjük a duánsok gyorsító váltófeszültségének fázisát abban a pillanatban, amikor a duánsok közötti résen a részecske áthalad. Ebben a terminológiában: ha egy részecske mozgását valamely fázisban megkezdjük (a maximális gyorsító-feszültséghez képest mínusz 90 foktól plusz 90 fokig minden fázishelyzet összefér a gyorsítással) akkor



3. ábra.

végig ugyanabban a fázishelyzetben marad, hiszen szögsebessége egyenlő a duánsok váltóterének körfrekvenciájával. Itt tehát a fázisnak nem stabilitásáról, hanem — bizonyos határok között — indifferenciájáról beszélhetnénk.

A későbbi dinamikai megfontolásokra való tekintettel érdemes külön rámutatni arra, hogy a „fázistól“ függ a duánsok közötti feszültség értéke (és előjele) a részecskének a résen való átmenetele pillanatában, tehát adott ciklotronban végeredményben a fázis szabja meg azt, mekkora energiatöbbletre tesz szert a részecske a gyorsító-résen való egy-egy átmenetel alkalmával.

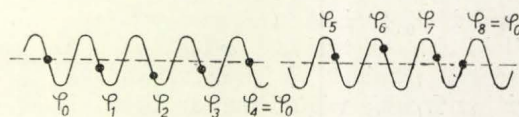
A valóságban egy klasszikus ciklotronban felgyorsuló részecske fázisa nem végig állandó. Ennek egyik — inkább technikai — oka az, hogy a fókuszálás<sup>2</sup> biztosítása végett a  $H$  mágneses térerősséget a ciklotron kerülete felé egyenletesen csökkenőnek kell venni, úgyhogy a polussaruk szélén  $H < H_{közép}$ .  $H_{közép}$  az a térerősség, amely az adott  $m_{nyugalmi}$ ,  $e$  és  $\omega_{gyorsító}$  adatokkal együtt kielégítette a ciklotron-egyenletet. Ez a tény a gyorsított rész, mondjuk proton  $\dot{\theta}$  szögsebességét csökkenti és fázisát eltolja afelé a  $\varphi_0$  fázishelyzet felé, amelyben a duánsok gyorsító elektromos tere átmegy ellenkező előjelűbe, lassítóba. Másik, elvi oka ennek a fáziseltolódásnak a következő: gyorsítás közben a részecske sebessége nő, tehát a ciklotronegyenlet jobb oldalán a relativitás elmélete értelmében megnövekedett  $m$  a maga részéről szintén csökkenti a részecske  $\dot{\theta}$  szögsebességét és emiatt ugyancsak fáziskésést idéz elő mindaddig, amíg a részecske az ábrán kis körrel megjelölt  $\varphi_0$  fázishelyzetbe nem kerül. (A ciklotron-

egyenletben — tekintve, hogy már relativisztikus sebességeknél tartunk —  $m$  helyébe ezentúl  $E$ -t fogjuk írni, a részecske tömegre átszámított összenergiáját, azaz nyugalmi és kinetikai energiájának összegét.)

$$\theta = \frac{e}{E} H$$

Vegyük észre, hogy  $\theta$  fordítva arányos  $E$ -vel. A most leírt fáziskésés ekvivalens a rezonancia ama felborulásával, amely a klasszikus ciklotronban elérhető energiáknak felső határt szab.

Azt várhatnók tehát, hogy az elébb mondottak szerint  $\omega$ -nál kisebb szögsebességű részecske tovább lemarad és kiesik a (gyorsító) fázisból. Ámde itt a részecske sebességgel való relativisztikus tömegváltozás a következő effektusra vezet: Ha a részecske tovább lemarad, lassító duáns-térrel találkozik ( $\varphi_1, \varphi_2$ ),  $E$  csökken, tehát szögsebessége megnő, tehát a legközelebbi alkalommal korábban ( $\varphi_3$ ), majd még korábban ( $\varphi_4 = \varphi_0$ ) megy át a duánsok közötti résen, ilyenmódon visszajut a  $\varphi_0$  fázishelyzetbe. Hogyha ezzel szemben egy részecske netalántán a kelleténél nagyobb szögsebességű, eltávolodik a  $\varphi_0$  fázishelyzettől ( $\varphi_5$ ), de most gyorsító duáns-térrel találkozáva és nagyobb  $E$ -ra felgyorsítva, szögsebessége csökken, késik ( $\varphi_6, \varphi_7$ ) és ismét visszajut a  $\varphi_8 = \varphi_0$  fázisba. (4. ábra.) A részecske éppen ezen igyekvését a  $\varphi_0$  stabil fázishelyzet felé nevezzük fázisstabilitásnak.



4. ábra.

A  $\varphi_0$  stabil fázishelyzethez tartozik egy stabil  $E_0$ -érték és egy stabil  $R_0$  pályarádusérték. Pontosabb megfogalmazás és diszkutálás végett célszerű megállapodni a következőkben: válasszuk meg egy ciklotronban az elektromos gyorsító váltótér  $\omega$  körfrekvenciáját és a mágneses tér  $H$  térerősségét akkorának, hogy a benne felgyorsított részecskék

$e$  töltésértékét behelyettesítve, a  $\omega = \frac{e}{E} H$  ciklo-

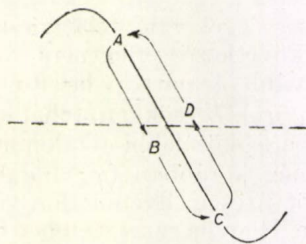
tronegyenlet a részecske nyugalmi energiájánál nagyobb (tehát relativisztikus sebességhez tartozó — mondjuk  $E_0$ -nyi energiaértéknél teljesüljön. Ekkor a pillanatnyi  $\omega$  és  $H$ -értékekhez fentiek szerint tartozó  $E_0$  összenergiaértéket, a hozzá tartozó  $\beta_0$ -értéket ( $\beta = \frac{v}{c}$  a részecske sebessége fénysebesség-egységekben) végül az ugyancsak egyértelműen  $E_0$ -hoz ill.  $\beta_0$ -hoz tartozó  $R_0$  pályarádusértéket egyensúlyinak nevezzük.

Vizsgáljuk meg egy részecske viselkedését azokban az esetekben, amikor jellemző értékei kevéssel, de eltérnek a ciklotronon éppen beállított  $\omega$  és  $H$  értékpárhoz tartozó egyensúlyi értékektől, ame-

<sup>2</sup> fókuszálás alatt értjük annak elérését, hogy a felgyorsított ionok sugarának keresztmetszete kicsi és jól definiált maradjon, hogy kisebb egyenletlenségek folytán ne ütközzék a vaakumedény falainak, hanem tartsa be kitűzött irányát, stb.

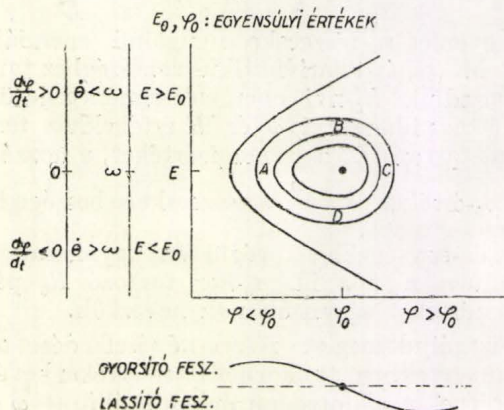


lyeket a nullás-index-szel látunk el. Tegyük fel, hogy  $E = E_0$ , de a részecske nem a  $q = q_0$ -hoz tartozó időpontban halad át a résen, hanem mondjuk előbb (A). (5. ábra.) Ekkor tehát gyorsító téren halad keresztül, energiája (és tömege) nő, szögsebessége csökken. Ezért a következő alkalommal már később, de (a szokásos ciklotron- adatok mellett) még mindig gyorsító feszültséggel találkozva, megy át a duánsok közötti résen. Így „lassan“ sok kis energiatöbbletre szert téve és fázisban aztán egyre jobban elmaradva, végül a  $q^0$  egyensúlyi fázisban megy át a résen, de az egyensúlyinál nagyobb energiával (B). Emiatt szögsebessége továbbra is kisebb a duánsok elek-



5. ábra.

tromos váltóterének körfrekvenciájánál, tehát tovább késik és most energiát veszít — egészen addig, míg újra  $E_0$  energiával rendelkezik. Ekkor szögsebessége  $\omega$ -val egyenlő, de fázishelyzete jobbra lévén az ábra szerint, továbbra csökken energiája, nő szögsebessége. Így „lassan“ visszatér az egyensúlyi  $q_0$  fázisba (D), de ez alkalommal  $E_0$ -nál kisebb energiával,  $\omega$ -nál nagyobb szögsebességgel. Emiatt fázisban tovább siet előre, energiája nő, amíg végül ismét az eredeti fázishelyzetébe kerül,  $E = E_0$  energia birtokában. Ezzel visszaállt az eredeti (A) állapot és a jelenségsorozat előlről kezdődik. — Ugyanezt tapasztaltuk volna akkor is, hogyha az „egyensúlyi  $E$ , de nem-egyensúlyi  $q$ “ (A vagy C) állapot helyett az „egyensúlyi  $q$ , de nem-egyensúlyi  $E$ “ állapotból (B vagy D) indultunk volna ki, mely egyébként fent leírt jelenségsorozat közbülső állapotainak egyike. Az egész folyamat  $E$ -nek és  $q$ -nek periodikus értékváltozásainak felel meg: beszélhetünk az egyen-



6. ábra.

súlyi értékek körüli rezgésekről. ( $E$ -vel egyidőben természetesen a megfelelő  $R$  pályarádusz és  $\beta$  fénysebesség-egységekben kifejezett sebesség is változik. Ezen rezgésekre még külön visszatérünk.)

Igen tanulságos lesz, ha diagrammot rajzolunk egy részecske állapotára jellemző adatok felhasználásával. (6. ábra.) A részecske mindenkor állapotát egy-egy  $q$ - $E$ -értékpár jellemzi. Ha alkalmas, pl. derékszögű koordináta-rendszerbe berajzoljuk és összekötjük az egymást követő időpontokban felvett  $E$ -és  $q$ -értékpároknak megfelelő pontokat, jellemző görbét kapunk. Egy-egy zárt görbe pontjainak megfelelő ABCDA állapotsorozaton egy részecske átmegy körülbelül száz ciklotron-körülfutás alatt.

A kordinátatengelyeken  $E$  és  $q$  szerepelnek. Energia helyett azonban szögsebesség is szerepelhetne:  $E_0$ -nak a ciklotron  $\omega$ -jával egyenlő szögsebesség felel meg, ennél nagyobb (kisebb) energiáknak pedig kisebb (nagyobb) szögsebességek. Szerepelhetne azonban  $dq/dt$  is:  $\omega$ -nyi szögsebesség

állandó fázist,  $\frac{d\phi}{dt} = 0$  jelent. Ennél kisebb szögsebesség a fázisérték növekedését,  $dq/dt > 0$ , nagyobb szögsebesség pedig a fázisérték csökkenését  $dq/dt < 0$  jelenti. Épp úgy  $q$  helyett a másik tengelyen szerepelhetne a fordulatonként nyert  $\Delta E$  energiatöbblet:  $q = q_0$  azt jelenti, nincs energiagyarapodás.  $q > q_0$  (fáziskésés az egyensúlyi állapothoz képest) fordulatonkénti negatív,  $q < q_0$  pedig fordulatonkénti pozitív energiagyarapodást jelent. A ábra szerinti jellemző görbéről természetesen nemcsak egy létezik, hanem egész sereg annak megfelelően, hogy pl. egy adott  $E = E_0$  energiájú részecske a legkülönbözőbb fázisállapotokból indulhat el. Stabil rezgések az olyan rezgések, melyek folyamán a részecskék visszajutnak eredeti állapotukba, tehát olyan rezgések, melyeknek jellemző görbéje zárt. A stabil rezgések határesetének megfelel az a legnagyobb zárt görbe, amely a többieket körülveszi és amelyet a szovjet szerzők szeparatrixnak neveznek, mert elválasztja az eddig tárgyalt zárt görbéket az instabil rezgéseknek megfelelő nyíltaktól. — A fenti típusú diagrammokról most már tetszőleg megadott kezdeti  $E$  és  $q$  értékpárokhöz meg lehet állapítani, hogy stabil rezgésnek megfelelő görbén fekszen-e, és a rezgés fontosabb adatait is le lehet olvasni az illető görbéről.

Mi történik, ha egy ciklotronban  $H$ -t megváltoztatjuk? Az előbbi terminológia szerint az „egyensúlyi értékek“ (mint amelyek  $H$ -nak is függvényei) megváltoznak; egy az előbb még egyensúlyi állapotban levő részecske energiája már nem lesz egyensúlyi. A részecske tehát az új egyensúlyi értékek felé igyekszik (és eközben rezgésbe kezd). Ugyanez a helyzet, hogyha  $\omega$ -t változtatjuk. Ha például a gyorsítóberendezés duáns-frekvenciáját vagy mágneses terének erősségét (vagy mindkettőt egyszerre) úgy változtatjuk, hogy egyre magasabb egyensúlyi energiának feleljenek meg, ha



tehát a frekvenciát csökkentjük és a mágneses térerősséget növeljük, a részecske mintegy „magától” gyorsul fel. Ezzel lényegében el is mondtuk, hogy a fázisstabilis gyorsítás hogyan történik, de még nem mindazt, ami a gyorsítók tényleges működésénél lényeges.

Vizsgáljuk meg közelebbről azt a kérdést, hogy érjük el, hogy a részecskék előírt pályájukon maradjanak? Fenti ábrára hivatkozva, nyilvánvaló, hogy minél nagyobb a részecske jellemző adatai kezdő értékeinek eltérése az egyensúlyiaktól, annál közelebb fekszik a szeparatrix-hoz a stabil rezgéshez tartozó jellemző, a rezgés tehát annál kevésbé stabil. Instabil rezgések pedig konkrétan azt jelentik, hogy a részecskék kiesnek a fázisból, jobban gyorsulnak fel, vagy pedig túl sok energiát veszítenek ahhoz, hogy az előírt gyorsító pályán maradhassanak, beleütköznek a gyorsító (gyűrűalakú) cső vagy (dobozszerű) edény falaiba és az ionáram számára elvesznek.

A rezgések stabilitásának feltétele tehát lényegében: a részecske kezdő értékeinek nem szabad túl messze esniük az egyensúlyiaktól. Ennek egyik következménye a következő: adva lévén bizonyos (nagy, de szub-relativisztikus) kezdősebességgel rendelkező részecskék: amikor a gyorsítóberendezés fázisstabilis működési ciklusára áttérünk, a részecskék középenergiájának megfelelő körfrekvenciával és közepes helyzetének megfelelő fázissal kell indítanunk a duánsok váltóterét. És igen fontos, hogy ezen „közepes értékektől” nem nagyon eltérő adatú részecskéink legyenek adva, mert különben igen nagy százalékkuk instabil rezgések révén elvész.

Második következménye veszélyezteti magát a fázisstabilis gyorsítást. Ha gyorsítunk részecskéket, azaz egyre nagyobb energiákra térünk át, elkerülhetetlen, hogy egy bizonyos kezdő energiájú részecske adatai előbb-utóbb olyanmennyire eltérjenek a gyorsító szándékosan magasabb energiának megfelelően beállított egyensúlyi adataitól, hogy az új állapotnak megfelelő jellemző-görbe-diagrammon a szeparatrix-on kívülre esnek. Igen fontos már most Veksler felfedezésének második része, mely szerint a sztatikus állapotban (állandó  $H$  és  $\omega$  mellett) stabil rezgések nagyobb energiának megfelelő adatokra való folyamatos áttérés esetén ezen felül csillapítottak. A fázisrezgések amplitúdója tehát egyre kisebb lesz; egy gyorsított részecske — bizonyos feltételek mellett — tehát „nem kerül a szeparatrixon kívül”.

Különbséget kell tehát tenni a fázisrezgések stabilitása és csillapított volta között. Stabilitásuk feltételei — a ciklotron mágneses terére nézve — (ezekkel eddig még nem törődtünk, egyszerűen csak azt állapítottuk meg, hogy a részecske jellemzőinek bizonyos értékei mellett stabilak a rezgések) nagyjából ugyanazok, mint a betatronban és ciklotronban a pályák stabilitásának feltételei, tehát külön szerkesztési problémát nem jelentenek a klasszikus gyorsítókhoz képest. Csillapított voltak viszont összefügg a nagyobb energiákra való áttérés

módjával; ez új, de megoldható probléma, amint láttuk.

Egy szinkrotronban tehát azt fogjuk tapasztalni, hogy ha a  $H$  mágneses térerősséget fokozatosan növeljük vagy az  $\omega$  körfrekvenciát fokozatosan csökkentjük (vagy mindkettőt egyszerre) a részecske ezen adatok időbeli változásához akkomodálódni fog. A sztatikus egyensúlynak megfelelő  $\varphi = \varphi_0$  fázishelyzetet ugyan nem éri el, de közel marad hozzá, a fázisból és ezzel a gyorsító elektromos váltóterrel való rezonanciából nem esik ki. (A valóságban egy —  $H$  és  $\omega$  változásainak sebességétől függő-dinamikai egyensúlyi  $\varphi < \varphi_0$  fázishelyzetbe kerül illetve ekörül kisebb rezgéseket végez.)

Eddig a gyorsítás alatt végbemenő folyamatok egyszerű, mintegy kinematikai leírására szorítkoztunk. De mi ezen jelenségek dinamikai magyarázata, egyben a fázisstabilis gyorsítás energetikai lényege? Mi a stabilis helyzetbe való igyekvés, a dinamikai egyensúlyhoz vezető akkomodáció mechanizmusa?

Az, hogy a részecske összenergiájának vagy pedig a gyorsítóberendezés körfrekvenciájának illetve a mágneses térerősségnek változásaira a szögsebességének (a ciklotron  $\omega_{duáns}$ -jához képest) és ezáltal fázisának megváltoztatásával reagál. Mégpedig úgy „választja meg” fázisát — ezzel úgy „választja meg” a duánsrészen való átmenetelének időpontját, és ezzel viszont úgy „szabja meg saját magának” a gyorsító vagy lassító duánsfeszültség értékét, — hogy az ily módon szerzett energiátöbblet vagy energiavesztés egyik esetben energiájának az egyensúlytól való eltérését kompenzálja; a másik két esetben pedig az  $\omega$ -, vagy  $H$ -érték változásának megfelelő energiát felvéve, ismét a „stabilis” (ez esetben dinamikusán stabil) fázishelyzetbe kerül. Így például állandóan növekvő mágneses térben nagyjából konstans szögsebességgel keringve, a „dinamikai egyensúlynak” megfelelő stabil  $\varphi (< \varphi_0)$  fázishelyzet az, amelyben a duánsok pillanatnyi feszültségkülönbsége révén éppen annyi elektronvoltage „vesz ki” fordulatonként a részecske, amennyi a fordulatonkénti  $H$ -növekedésnek megfelel. A fent „magától való felgyorsulásnak” nevezett folyamathoz szükséges energiát a részecske eszerint — és ez csak természetes — a duánsok terének energiájából veszi ki.

Tekintve, hogy a fázisstabilis gyorsítás új és talán elvontnak látszó fogalom, a gyorsítás lényegét két más, igyekezetünk szerint szintén szemléletes szemszögből is próbáljuk megvilágítani.

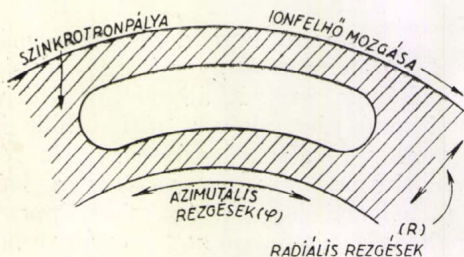
Ha egy gyorsító berendezésben a mágneses térerősség, valamint a gyorsító feszültség körfrekvenciájának értékeit állandókra állítjuk be, a gyorsítandó részecskék a fázisstabilis helyzet körül esetleg rezgéseket végeznek, de lényegében nem juthatnak túl rajta. Ezt a helyzetet pedig az jellemzi, hogy a részecskék éppen akkor haladnak át a részen, amikor a duánsból nem vesznek ki energiát. Ha a részecskéket tovább



akarjuk gyorsítani, arról kell gondoskodnunk, hogy  $\phi_0$ -nál kisebb fázisszöggel jellemzett fázishelyzetbe kerüljenek. Ezt vagy úgy érhetjük el, hogy a gyorsító váltófeszültség fázisát késleltetjük (azaz kisebb körfrekvenciára térünk át), vagy pedig azáltal, hogy a mágneses térerősség növelésével a részecskéket kisebb sugarú pálya befutására bírjuk, előbb hozzuk vissza a réshez. Mindkét változtatás eredménye: a részecskék az egyensúlyi fázishelyzetnél „előbb” haladnak át a résen, tehát akkor, amikor a duánsok gyorsító feszültsége pozitív.

Más szemszögből is lehet nézni a gyorsítást. Induljunk ki azon diagrammból, amelyen a szeparatrix szerepelt. Ezen a diagrammon egy részecske statikusan stabil helyzetének az a pont felel meg, amelyre az egyre kisebb zárt jellemzők összehúzódnak. Energetikailag ez minimumot jelent, mint ahogyan egy csésze legalsóbb pontja is energiaminimumot jelent (a zárt jellemzők: a csésze szintvonalai). Amikor mármost fázisstabilis gyorsítóban nagyobb egyensúlyi energiáknak megfelelő mágneses térerősség, vagy duánskörfrekvencia-értékekre térünk át, az egyensúlyi helyzet pontja a diagrammon a nagyobb energiák felé tolódik el (ábrákon történetesen felfelé). Eközben magával viszi a potenciálsészét is (amelynek — képletesen — közép-pontja), valamint ennek tartalmát is, azaz a szeparatrixon belüli pontokkal jellemzett állapotokban lévő részecskéket.

Még csak azt taglaljuk röviden, hogy a konkrét gyorsítóberendezésben a részecskék stabil és csillapított fázisrezgések esetén az egyensúlyi „helyzetet” vajjon hogy közelítik meg. Mindenekelőtt nyilvánvaló, hogy az egyensúlyi értékek körüli periodikus értékváltozások a gyorsító körpályán radiális ( $R$ ) és azimutális ( $\varphi$ ) rezgéseket jelentenek az energia és a fázis értékváltozásainak megfelelően. (Ezen — a fázisstabilis gyorsítókra jellemző — tágabb értelemben közösen fázisrezgésnek nevezett rezgésekre szuperponálódnak a ciklotronban és betatronban tapasztalt ú. n. szabad rezgések. (A fázisrezgések frekvenciája — a szabad rezgésekkel ellentétben — mint már említettük, egy-két nagyságrenddel kisebb, mint a gyorsító körfrekvenciája: ezért mondtuk a rezgéseket több ízben lassúknak. Lassúságuk nagy mértékben hozzájárul a „dinamikai egyensúlyi helyzet” simább felvételéhez, azaz az  $\omega$ -nak vagy  $H$ -nak időbeli változásához való akkomodáláshoz.



7. ábra

Végeredményben a fázisstabilis gyorsítóknál körülszárguldo felgyorsított ionok felhőjének burkolója hurkaszerű felület lesz. (7. ábra.) Ezen belül végzik az ionok fázis- és szabadrezgéseiket. A gyorsulás folyamán a csillapítás folytán a hurkának mind hossza, mind vastagsága egyre csökken; ez mind sebesség (azaz energia), mind pedig irányfokusszálnak felel meg. A gyakorlatban fázisstabilis gyorsítás a következő három típusú részecskegyorsítóban valósul meg:

1. **Szinkrotron.** Ez lényegében duánsokkal ellátott betatron. Benne először betatron-indukcióval kb. 10 MeV-nyi energiára gyorsítunk fel elektronokat (ekkor  $\beta > 0,99$ ), majd az addig feszültségmentes duánsokra alkalmas pillanatban rákapcsoljuk a  $v \approx c$ -nek megfelelő frekvenciájú (az  $R$  pályaradius és a  $v$  körületi sebesség determinálják!) váltófeszültséget. A további gyorsítást a  $H$  mágneses térerősség időben való növelésével érjük el. (Félreértések elkerülése végett: csak a „pályamenti” vezérlőteret növeljük; az elektronpálya közepét átdőfő teret, amelynek növekedése az addigi gyorsítás energiáját szolgáltatva, telítésbe visszük, ez tehát a voltaképpen szinkrotron-ciklusban állandó marad és továbbra nem játszik szerepet.) A korai telítődés miatt középen jóminőségű, de kevés van kell. Ez egyik előnye a szinkrotronnak a betatronnal szemben. Másik előny az, hogy a fázis-stabilitás miatt az a határ, ahol az elektronoknak körpályán való mozgásától eredő elektromágneses sugárzási veszteségek érezhetően megzavarják a gyorsító működését, a betatronhoz képest jóval magasabb; 500–1000 MeV-ra becsülik ezt a határt.

2. **Fazotron.** Ciklotronban a „klasszikus határ” közeléig gyorsítjuk fel a pozitív töltésű részecskéket, majd állandó  $H$  mellett csökkentve a duánsokra adott váltótér frekvenciáját, a részecskék 10 MeV-ról kb. 100 MeV-ra való energianövekedését megkapjuk. Ehhez kb. 20%-os frekvenciamoduláció szükséges. Megjegyezzük, hogy sok helyütt fazotron-elv alapján működő gyorsítókat is egyszerűen ciklotronoknak neveznek, így pl. a californiai is sokszor mint „200 MeV-ciklotron” idézik. Szabatosabb már ennél a „FM-ciklotron” (= frekvenciamodulációs ciklotron) vagy szinkro-ciklotron elnevezés; a pontosság kedvéért azt is megemlítjük, hogy a 200 MeV-os energiaadat deuteronokra, tehát két nukleonból álló képződményekre vonatkozik.

3. **Szinkro-fazotron.** Protonok BeV nagyságrendű energiákra való felgyorsítására tervezik. (Elektronok ekkora energiákra való gyorsítására túrheterenül nagy volna a sugárzási veszteség, amely Ivanenko, Arcimovics, Pomerancuk és Terleckij szöveget fizikusok elmélete és számításai, valamint az eddigi kísérletek szerint is az összenergia és nyugalmi energia hányadosának negyedik hatványával arányos. E hányados nyilván protonoknál sokkal kisebb, mint elektronoknál.) A szinkro-fazotronban mind a mágneses térerősséget, mind az elektromos gyorsítótér körfrekvenciát



ját változtatjuk. A kétfajta változás kellő összehangolásával elérhető, hogy a gyorsítás egész folyamata alatt a pályarádiusz állandó marad. Ez avégett kívánatos, hogy azokra a nagy mágneses térerősségekre, amelyek nagysebességű protonok körpályán való tartásához kellenek, ne nagy felületen, hanem csak gyűrűalakú pálya mentén legyen szükség. — Bizonyos szinkrotronok, a gyorsító ciklus kezdeti részében, szintén így működnek.

Dr. Haiman Ottó.  
Egyet. Fiz. Intézet, Budapest.

## IRODALOM

- V. I. Vekszer: Dokladi Akademii Nauk SzSzSzR 43 (1944) 346  
V. I. Vekszer: Dokladi Akademii Nauk SzSzSzR 44 (1944) 393  
V. I. Vekszer: Journ. Phys. USSR 9 (1945) 153  
K. Andrejev: Uszpechi fiziceseszkich nauk 38 (1949) 574

## A mechanikus differenciálanalizátor

Az elméleti és alkalmazott természettudományok problémáinak vizsgálata igen gyakran differenciálegyenletek megoldását teszi szükségessé. Ezeknek a differenciálegyenleteknek egyrésze integrálható, de a bennük szereplő egy vagy több paraméter befolyásának vizsgálata a megoldásra csak igen hosszadalmas számítómunka árán lehetséges, másrészt csak grafikus vagy numerikus eljárás segítségével oldható meg, ezeknek az eljárásoknak azonban pontossága, illetve konvergenciája nem mindig kielégítő.

Differenciálegyenletek megoldásának automatizálására sokféle gépi berendezést terveztek, ezek azonban részben korlátozott alkalmazhatóságuk, részben megépítésükhöz szükséges tetemes befektetés miatt nem terjedtek el.

A széleskörű alkalmazhatóság érdekében a berendezéseket célszerű a differenciálegyenlet megoldásához szükséges műveletek (integrálás, szorzás, összegezés stb.) elvégzésére alkalmas kisebb egységekből felépíteni. A probléma természete szabja meg azután, hogy az egyes elemeket, milyen kombinációban alkalmazzuk (lásd kapcsolási vázlatok).

A továbbiakban a leginkább bevált ú. n. Bush-féle mechanikus differenciálanalizátort<sup>1</sup> ismertetjük, mely a fenti szempont figyelembevételével aránylag sokféle differenciálegyenlet-típus követelményeinek megfelelően alakítható át.

A mechanikus differenciálanalizátorban a megoldandó egyenlet minden egyes változóját tengelyekkel jelképezzük. A független változót jelképező tengelyt egy elektromotor állandó szögsebességgel forgatja (néhány esetben az állandó szögsebességtől eltérünk lásd b)2). Különböző kapcsolási elemekkel a többi változóknak megfelelő tengely elfordulását oly módon szabjuk meg, hogy az a

megoldandó differenciálegyenletnek megfelelően. Így természetesen különböző differenciálegyenleteknek más-más kapcsolás felel meg.

A berendezés az alábbiakban részletesen ismertetendő négy elem kombinációjából épül fel: a) integrátor (vagy cella), b) függvény bevívó berendezés (elvileg teljesen megegyezik megoldás felrajzolását végző eredményrajzolóval), c) összegezőmű és d) szorzómű.

A továbbiakban a számítások leegyszerűsítése érdekében az előforduló mennyiségeket a velük arányos tengely-elfordulással fogjuk kifejezni.

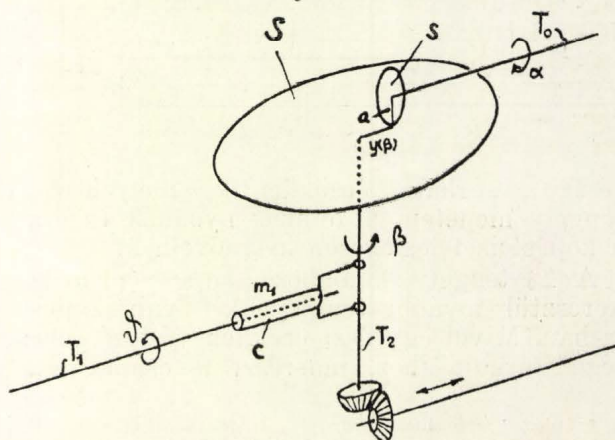
a) Integrátorként egy dörzskerék-áttételt használunk. Az 1. ábra jelöléseivel a  $s$  kerék csúszásmentes legördülését feltételezve a  $S$  keréken, írható:

$$y'(\beta) d\beta = a da, \quad \text{innen}$$

$$da = \frac{1}{a} y(\beta) d\beta. \quad (1)$$

(1)-et integrálva kapjuk

$$a = \frac{1}{\alpha} \int y(\beta) d\beta. \quad (2)$$



1. ábra. Dörzskerék-áttétel mint integrátor.

<sup>1</sup> V. Bush, F. D. Gage, H. R. Stewart: J. Frank. Inst. 203 (1927) 63., V. Bush, H. L. Haren: J. Frank. Inst. 204 (1927) 575 és V. Bush: J. Frank. Inst. 212 (1931) 447.



$y$  változását az általában üvegből készült nagy tárcsának a  $T_0$  tengellyel párhuzamos eltolásával valósítjuk meg, természetesen oly módon, hogy a kis- és nagytárcsa kapcsolata közben állandóan fennmaradjon. Ennek az eltolásnak elvégzését szolgálja a  $T_1$  tengely, mely csavarmenetével, a nagytárcsa függőleges tengelyéhez elforgathatóan illesztett  $c$  csavartokba kapcsolódik. Ha a  $T_1$  tengely menetemelkedését  $m_1$ -el jelöljük, úgy az 1. ábra jelöléseivel írható

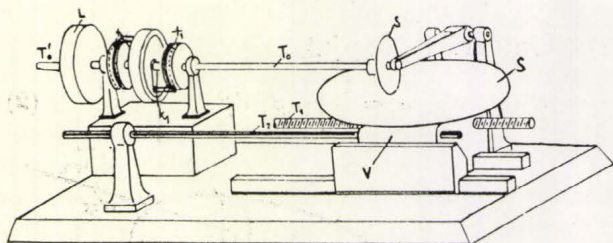
$$dy : m_1 = d\theta : 2\pi \quad (3)$$

integrálva

$$y(\beta) = \frac{m_1}{2\pi} \theta + y_1 \quad (4)$$

ahol  $y_1$  a  $T_1$  tengely forgásának kezdetekor a kistárcsa síkjának távolsága a nagytárcsa tengelyétől. Mivel a (4) egyenletnek (2) szerinti integrációja egy, általában nem kívánatos, zavaró függvényhez vezetne, a beállítást  $y_1 = 0$  egyenletnek megfelelően úgy végezzük, hogy a nagytárcsa indításakor annak tengelye a kistárcsa síkjába essen. Ezt természetesen csak akkor tehetjük, ha ezt a feladat természetete másként nem szabja meg (pl. peremértékfeladatok).

Tekintettel arra, hogy az integrátorban az általában változó  $y(\beta)$  pontos beállítása a  $T_1$  tengely és  $c$  csavaranya segítségével történik, ezeknek gondos megmunkálása igen lényeges.<sup>2</sup> Hogy a használat folytán elkerülhetetlen kopás a minimálisra korlátozódjék, újabban a nagytárcsa tengelyét csapágyazó  $V$  kocsit duralumíniumból készítik és gördülővezetést biztosítanak számára. Ezzel egyrészt a mozgó tömeget, és így  $y$  nem lineáris változásakor fellépő tehetetlenségi erőket, más-

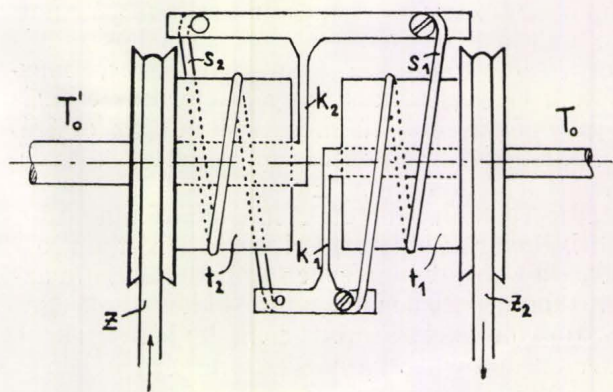


2. ábra. Integrátor egység vázlatos rajza.

részt a súrlódást csökkentik, melyek a  $T_1$  tengely menetein a felületi nyomást és ezzel a kopást is feleslegesen megnövelnék.

A  $T_0$  tengely különböző kapcsolóelemeken keresztül további tengelyekkel van kapcsolatban. Mivel egyrészt ezeknek változó sebességű forgatásához, másrészt a csapágyazá-

sok, valamint a fogaskerek elkerülhetetlen súrlódásának legyőzéséhez nagyobb teljesítmény szükséges, mint amennyit csúszásmentes legördülés feltételének gondos megőrzése mellett az integrátor kerékpárja átadhat, szükséges a  $T_0$  tengely nyomatékának megnövelése oly módon, hogy az a tengelynek  $y(\beta)$  által meghatározott szögsebesség változásait ne befolyásolja. A probléma megoldására a  $T_0$ , illetve ennek meghosszabbításában elhelyezkedő  $T'_0$  tengelyre koaxiálisan két tárcsát —  $t_1$  és  $t_2$  — (2. ábra) helyezünk el, melyeknek egymással ellentétes értelmű forgatásáról egy elektromotor, a  $z_1, z_2$  zsinégek útján gondoskodik. A  $T'_0$  tengely, melynek nyomatékát meg akarjuk növelni, a  $T_0$  tengellyel, a  $t_1, t_2$  tárcsákon átvetett  $s_1, s_2$  zsinégek és  $k_1, k_2$  karok segítségével kapcsolódik (3. ábra). Ha a  $T_0$  tengely forog — pl. a  $t_1$  tárcsával egyező értelemben — akkor az  $s_1$  zsinég a  $t_1$  tárcsára ráfeszül, míg az  $s_2$  zsinég a  $t_2$  tárcsán meglazul. A kívülről bevezetett



3. ábra. Forgatónyomatékerősítő.

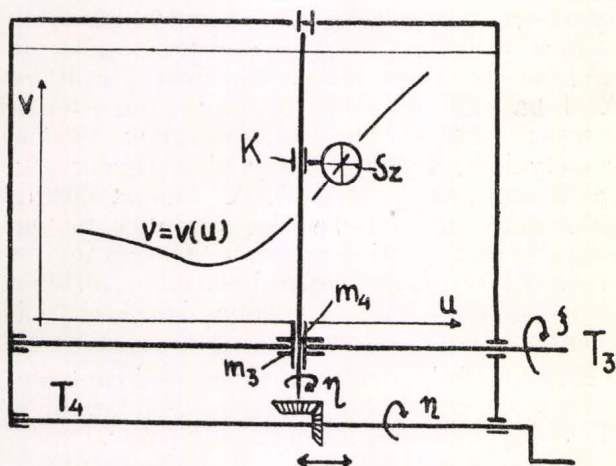
teljesítmény tehát a  $T_0$  tengely által vezérelt szögsebességgel a  $T'_0$  tengely nyomatékát megnöveli. Álló  $T_0$  tengely esetén úgy az  $s_1$ , mint az  $s_2$  kötéel egyformán feszül meg, és így az egymással szembenforgó tárcsák mindegyike egyenlő nagy, de ellentétes forgatónyomatéket visz át a  $T'_0$  tengelyre, mely így nyugalomban marad. Általában két egymásután kapcsolt erősítőfokozatot használnak. Az erősítő lengésmentes működésének biztosítására a  $T'_0$  tengelyhez rugalmasan felerősített  $L$  lendítőkereket kapcsolnak (2. ábra). Újabban — a fent ismertetett mechanikus helyett — elektrosztatikus erősítőket is használnak.

b) A függvénybevivő berendezés egy megadott  $v = v(u)$  függvénynek a differenciál-analizátorba való bevitelére szolgál. Derékszögű koordináták használata esetén a berendezés a függvénynek sík- vagy hengerfelületre feszített képéből, egy  $Sz$  szálkeresztet tartó  $K$  kocsiból és a kocsit mozgató berendezésből áll.

<sup>2</sup> Erdemes megemlíteni, hogy  $T_1$  tengelyeknek és a hozzátartozó csavaranyáknak a szükséges pontosságban való előállítása egy teljes 12 cellás berendezés építési költségeinek (kb. 500 000 forint) egy tizede.



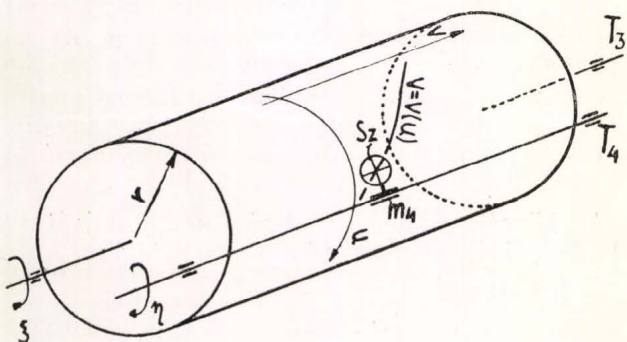
1. A függvényt sík felületre rajzoljuk. A szátkeresztet az egyik koordináta tengely irányában állandó sebességgel elektromotor mozgatja, a kocsihoz erősített csavaranya és egy menetes  $T_3$  tengely segítségével (4. ábra). A  $T_3$  tengely fordulatszámát állandóan tart-



4. ábra. Sík-asztalú függvénybevivő.

juk (különleges, a  $v(u)$  függvény természete által indokolt esetektől eltekintve). Az  $Sz$  szátkeresztet a  $K$  kocsi elmozdulása közben a  $T_4$  tengely megfelelő mértékű és sebességű elforgatásával állandóan a függvénygörbén tartjuk. Vannak újabban olyan konstrukciók is, ahol a függvénygörbe követése automatizált (fényelektromos vagy függvény sablonos).

2. A függvényt hengerpalástra rajzoljuk fel oly módon, hogy az egyik koordináta tengely a henger alkotója legyen. A hengert  $T_3$  tengelye körül állandó szögsebességgel for-



5. ábra. Hengeres függvénybevivő

gatjuk. Az  $Sz$  szátkeresztet tartó  $K$  kocsi a henger tengelyével párhuzamosan mozoghat (5. ábra). Hasonlóan mint az 1. esetben a szátkeresztet a  $T_4$  tengely alkalmas elforgatásával tartjuk a függvényábrán.

Az  $r$  sugarú hengerpalást egy  $P$  pontjának  $du$  elmozdulása a tengely  $d$ -vel való elforgatása következtében

$$du = r d\xi \quad (5)$$

$$u = r\xi + u_0 \quad (6)$$

ha a forgatás kezdetén a szátkereszt a  $v$  tengelyen van  $u_0 = 0$ . A  $T_4$  tengely  $d\eta$  szöggel való elforgatása a szátkeresztet

$$dv = \frac{m_4}{2\pi} d\eta \quad (7)$$

távolsággal mozdítja el, ahol  $m_4$  a  $T_4$  tengely menetemelkedése.

A függvénygörbe követése csak akkor végezhető el elegendő pontossággal a  $T_4$  tengely kézi vezérlésével, ha a független változó egyenletesen növekedik, ami esetünkben annak a feltételnek kielégítését követeli meg, hogy a  $T_3$  tengely szöggyorsulásával arányos

menyiség  $\frac{d^2\xi}{dt^2} = 0$  legyen, ahol  $t$  az időt

jelenti. Ez a követelmény pl. a  $f[v(u)]$  függvénykapcsolatnak két függvénybevivő segítségével történő felbontásánál általában nincs kielégítve.

A függvény természete vagy az ábrázolás léptéke néha szükségessé teszi a  $T_3$  tengely szögsebességének változtatását a függvénygörbe egyes szakaszain. Ezt a szögsebesség szabályozást különösen zárt görbék követése esetén vagy kis görbületi sugarú helyek környezetében alkalmazzuk.

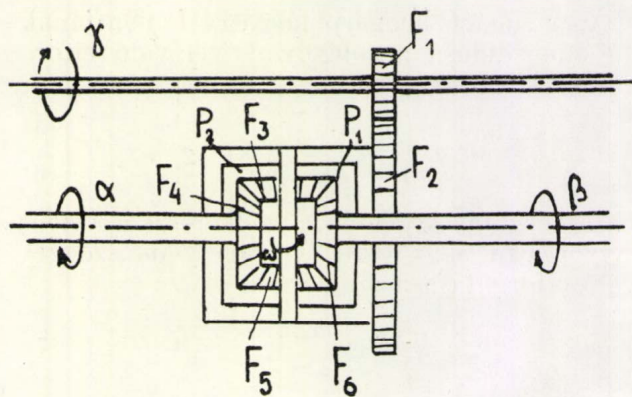
Polárkoordináták használatakor a függvényábrát egy forgóasztalra rajzoljuk.

A szátkereszt helyébe íróberendezést téve, a függvénybevivő az eredmény felrajzolására szolgál. Ilyenkor a  $T_4$  tengely vezérlését az analízator végzi. (Lásd kapcsolási vázlatok.) Ez utóbbira természetes az (5), ill. (6) és (7) egyenletek változatlanul fennállnak. A megkülönböztetés elősegítésére az eredményrajzolóra vonatkozó mennyiségeket \*-gal látjuk el. A hengerfelületű eredményrajzoló használata bizonyos előnyöket biztosít, amennyiben az  $v = v(u)$  megoldás léptékének meghatározásánál kevesebb a megkötöttség, tekintettel arra, hogy a henger egy teljes körülfordulás többszörösét is megteheti és így  $u$  maximális értékét nem kell a hengerkerületeknek megfelelő méretre korlátoznunk.<sup>3</sup>

c) A differenciálegyenletben szereplő tagok összegezését egy differenciálművel végezzük

<sup>3</sup> Szükség esetén  $T_3$  és  $T_4$  tengelyek szerepe felcserélhető. Ezáltal a függő változó értéktartománya lehet nagyobb.





6. ábra. Összegezőmű.

(6. ábra). Az egyik tengely elfordulását  $\alpha$ -val, a másikat  $\beta$ -val jelölve az ábra szerinti kapcsolásban a harmadik  $\gamma$  elfordulása kifejezhető

$$\gamma = \frac{1}{2k}(\alpha + \beta) \quad (8)$$

alakban.

Az  $F_3$  kúpkerek kerületi sebességének nagysága ugyanis a kapcsolódás helyén (a  $P_1$ , illetve  $P_2$  pontban) megegyezik az  $F_4$ , illetve  $F_6$  kúpkerek kerületi sebességével. Így fennáll:

$$r_3 \frac{d\omega}{dt} + k r_6 \frac{d\gamma}{dt} = r_6 \frac{d\beta}{dt} \quad (9)$$

$$-r_3 \frac{d\omega}{dt} + k r_4 \frac{d\gamma}{dt} = r_6 \frac{d\alpha}{dt} \quad (10)$$

ahol  $r_n$  az  $F_n$  kúpkerek közepes sugarát,  $k$  pedig az  $F_1$ ,  $F_2$  fogaskerékpár áttételét jelenti. A (9) és (10) egyenleteket összeadva és figyelembe véve, hogy  $r_4 = r_6$ , a (8) egyenletet kapjuk.

d) Szorzóműként állandóval való szorzás esetén egy megfelelő áttételű fogaskerékpárt használunk. Például a (8) egyenletben szereplő  $\frac{1}{2}$  tényezőt  $k = \frac{1}{2}$  választással küszö-

bölhetjük ki.

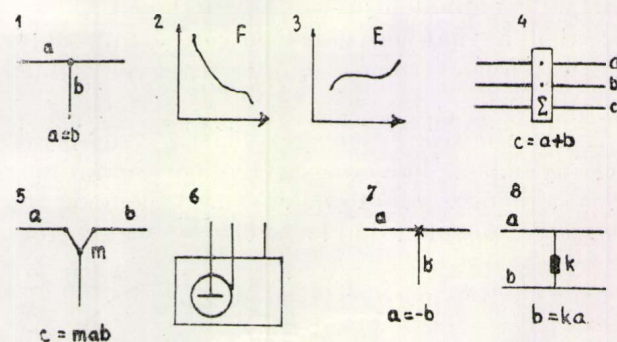
Változó szorzóval való szorzás legegyszerűbben az integrátorral végezhető el. Tekintettel arra, hogy a differenciálanalizátor alkalmazhatósági határait részben az integrátoregységek száma szabja meg, és ezek értéhető módon a berendezés legköltségesebb alkatrészei, a gyakran előforduló alárendelt műveletre más szorzóműveket alkalmazunk.

Az egyes elemek gondos elkészítése és az erősítő lengésmentes működése esetén a berendezéssel igen nagyfokú pontosság érhető el (lásd alább: a differenciálanalizátor pontosságának ellenőrzése). Károsan befolyásolja a pontosságot a  $T_0$  tengely forgásértelmének

gyakori megváltozása. A forgatónyomaték erősítésére szolgáló berendezés (lásd 3. ábra) s zsinigjei ugyanis lazán illeszkednek a  $t$  tárcsákra és így  $T_0$  forgásértelmének változásakor a zsinigpár egyik tagja megfeszül, míg az addig feszes zsinig laza lesz. Eközben természetesen a  $T_0$  tengely megcsúszik. Az ily módon előálló hiba igen jelentős lehet, ha a forgásértelmek megváltozása egy differenciálegyenlet megoldása közben gyakori. A hiba kiküszöbölésére egy fogaskerék-kompenzátort használnak, melynek kimenő tengelye kb. 10%-kal nagyobb szögsebességgel forog, mint a bemenő. Az utóbbi, beállítható időre működésbe lép, amint a  $T_0$  tengely forgásértelmét megváltoztatja. A hiba kiküszöbölése így a megcsúszás után történik ez azonban csak elhanyagolhatóan kis hibát jelent.

További hibaforrás a fogaskerékkapcsolatoknál elkerülhetetlen holtjáték, valamint a függvénybevitelnél a kézi szabályozás.

Az ismertett négyféle alkatrész segítségével a differenciálegyenletet leképezzük. Ennek a leképezésnek áttekinthetővé tételére szolgál a kapcsolási vázlat. Ez csupán az egyes elemeknek egymással való kapcsolatát tünteti fel és nem nyújt felvilágosítást az analizátor tényleges elrendezéséről. A 7. ábra a kapcsolási vázlatok általában használt jelölésüket tünteti fel.<sup>4</sup>



7. ábra. Jelképi jelölések a kapcsolási vázlaton:

1. Tengelykapcsolat. — 2. Függvénybevitő. — 3. Eredményrajzoló. — 4. Összegezőmű. — 5. Szorzómű. — 6. Integrátor. — 7. Forgásértelmekváltoztatás. — 8. Szorzómű állandóval való szorzására.

A következőkben a differenciálanalizátor alkalmazását néhány példán ismertetjük.

1. példa:

$$z' = g(x) \quad (11)$$

(A vessző  $x$  szerinti deriválást jelent.)

A feladat kidolgozása a berendezés használatának ismertetését szolgálja csupán, gyakorlatban a megoldása integrál segítségével történik.

<sup>4</sup> A 7. ábrán az integrátor jelképi jelölésénél (6) a függőleges vonalak balról jobbra rendre a  $T_0$ , ill.  $T_2$ ,  $T_1$  tengelyeket jelentik.



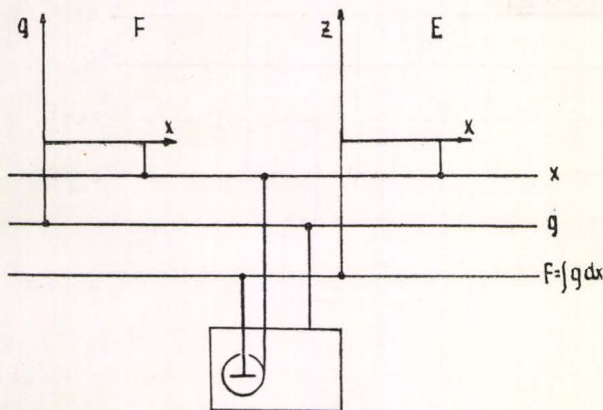
A változókat szétválasztva:

$$dz = g(x) dx \quad (12)$$

A (12) egyenletet (1)-el összehasonlítva látható, hogy

$$dz \div d\alpha, \quad g(x) \div y(\beta) \quad \text{és} \quad dx \div d\beta$$

Ezek az összefüggések a kapcsolási vázlat elkészítésére nyújtanak támpontot (8. ábra). A kapcsolást u. i. úgy kell megvalósítani, hogy



8. ábra. A  $z' = g(x)$  kapcsolási vázlata.

az integrátor cella  $T_1$  tengelyének a kiindulási helyzettől számított elfordulása  $g(x)$  pillanatnyi értékével legyen arányos, azaz a függvénybevivő  $T_4$  tengelye a cella  $T_1$  tengelyével kapcsolandó. Az integrátor  $T_2$  tengelye a független változót jelképezi, így ez a függvénybevivő  $T_3$  és az eredményrajzoló  $T_3^*$  tengelyével együtt egy elektromotorhoz kapcsolódik. Mivel a (11) differenciálegyenletnek megoldását egy  $\varphi = z(x)$  függvénykapcsolat alakjában akarjuk megkapni, a cella  $T_0$  tengelyét az eredményrajzoló  $T_4^*$  tengelyével kapcsoljuk össze. A továbbiakban vizsgáljuk meg a tengelyek elfordulását megszabó arányossági tényezőket. A (7) összefüggés alapján az eredményrajzolóra  $dv = dz$  helyettesítéssel

$$dz = \frac{m_4^*}{2\pi}$$

ahol  $d\eta$  a  $T_4$  tengely elfordulását jelenti.

Az (1) egyenletben szereplő  $d\alpha$  a  $T_0$  tengely előfordulását jelképezi. Mivel  $T_0$  és  $T_4$  egymással merev kapcsolatban van  $d\eta = d\alpha$ , tehát

$$dz = \frac{m_4^*}{2\pi} d\alpha. \quad (13)$$

Az (5) képlet alapján figyelembevéve, hogy  $du = dx$  és  $d\xi = d\beta$  kapjuk

$$dx = r d\beta. \quad (14)$$

A függvénybevivő  $T_4$  tengelyének elfordulását — a (7) egyenletet integrálva és a

$d\eta = d\vartheta_{Fg}$  valamint a  $dv = dg^5$  helyettesítéseket elvégezve — kapjuk

$$\vartheta_{Fg} = \frac{2\pi}{m_4} g; \quad (15)$$

ez a fentiek alapján megadja az integrátor  $T_1$  tengelyének elfordulását is egy kezdeti helyzethez képest. Ha ebből a számunkra szükséges  $y(\beta)$ -t akarjuk megkapni, úgy (15)-t egy a

(3)-hoz hasonlóan felírt arány alapján  $\frac{m_1}{2\pi}$ -vel kell szorozni, így

$$y(\beta) = \frac{m_1}{2\pi} \vartheta_{Fg} = \frac{m_1}{m_4} g \quad (16)$$

A (13), (14) és (16) egyenletek felhasználásával az (1) egyenlet

$$\frac{2\pi}{m_4^*} dz = \frac{1}{a} \frac{m_1}{m_4} g \frac{dx}{r} \quad (17)$$

alakban írható. A (17) egyenlet összes állandóit  $A$ -ban foglalva össze

$$dz = A g(x) dx$$

ahol

$$A = \frac{m_1 m_4^*}{2\pi a r m_4}$$

A megoldandó  $z' = g(x)$  differenciálegyenletben  $A = 1$ . Az utóbbi egyenletet a készülék állandóinak, illetve a függvényléptékeknek helyes megválasztásával valósíthatjuk meg.

Egy differenciálegyenlet nemcsak egyféle kapcsolással képezhető le. A lehetséges kapcsolások közül azt választjuk ki, melynek előállítására a legnagyobb pontosság elérése mellett aránylag kevés alkatrész szükséges. Az utóbbi (gazdasági) követelmény az előbbivel is egybehangzó.

2. példa:<sup>6</sup>

a. kapcsolás (9/a ábra)

$$z' + g(x) z + h(x) = 0 \quad (18)$$

A  $g$  függvénybevivő  $T_4$  tengelyének  $\vartheta_{Fg}$  elfordulása (15) alapján

$$\vartheta_{Fg} = \frac{2\pi}{m_{g4}} g \quad (19)$$

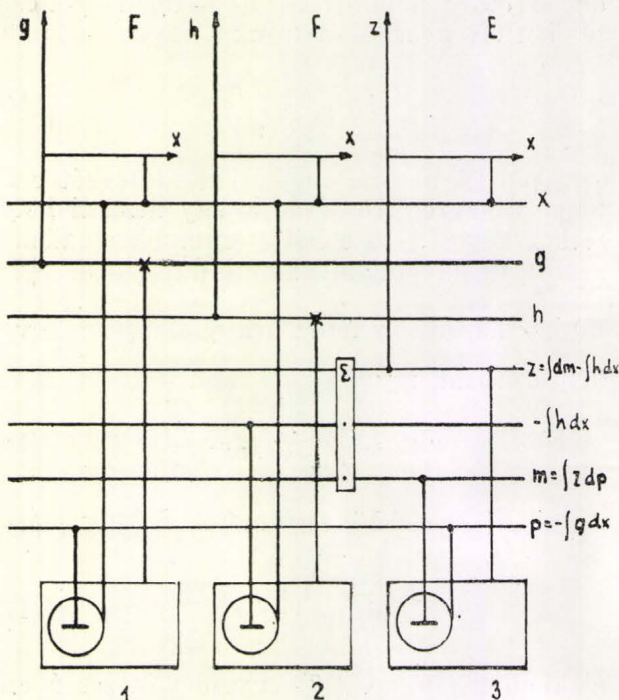
ahol  $m_{g4}^*$  a  $g$  függvénybevivő  $T_4$  tengelyének menetemelkedése. Az 1. integrátorra vonatkoztatva a forgásértelem megváltoztatása miatt

$$\vartheta_1 = -\vartheta_{Fg}.$$

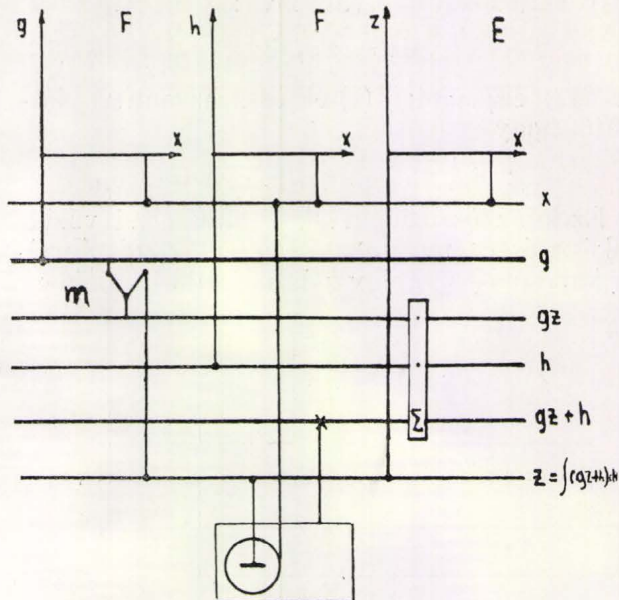
<sup>5</sup> A továbbiakban az indexként szereplő 1, 2, ..., n, ill. Fg, Fh, ..., Fm vagy E az 1, 2, ..., n integrátorra, ill. g, h, ..., m függvényrajzolóra vagy az eredményíróra vonatkozó mennyiségeket jelöli.

<sup>6</sup> A következő példákban az összes integrátorok megfelelő állandói ugyanazok.





9/a ábra.  $z' + g(x)z + h(x) = 0$  egyenlet kapcsolási vázlata.  
α kapcsolás.



9/b ábra.  $z' + g(x)z + h(x) = 0$  egyenlet kapcsolási vázlata.  
β kapcsolás.

Ezzel

$$y_1(\beta) = \frac{m_1}{2\pi} \vartheta_1 = -\frac{m_1}{m_{g4}} g \quad (20)$$

Az 1 integrátor  $T_0$  tengelyének elfordulását meghatározva kapjuk

$$d\alpha_1 = \frac{1}{a} y_1(\beta) d\beta_1 = -\frac{1}{a} \frac{m_1}{m_{g4}} g d\beta_1 \quad (21)$$

A kapcsolási vázlaton látható módon  $d\alpha_1$ -et a 3 integrátor  $T_2$  tengelyére visszük át. Tehát  $d\beta_3 = d\alpha_1$ .

Ezek után  $d\alpha_3$  meghatározására  $y_3(\beta)$ -t kell kifejezni. A (15) egyenlethez hasonlóan az eredményrajzoló  $T_4^*$  tengelyének elfordulása

$$\vartheta_E = \frac{2\pi}{m_4^*} z$$

mely egyenlő a 3 integrátor  $T_1$  tengelyének elfordulásával.

$$y_3(\beta) = \frac{m_1}{2\pi} \vartheta_E = \frac{m_1}{m_4^*} z$$

ezzel

$$d\alpha_3 = \frac{1}{a} y_3(\beta) d\beta_3 = -\frac{1}{a^2} \frac{m_1^2}{m_4^* m_{g4}} g z d\beta_1.$$

Vizsgáljuk meg most a 2 integrátor  $T_1$  tengelyének  $\vartheta_2 = -\vartheta_{Fh}$  elfordulását ismét az (1) egyenletet alkalmazva

$$\vartheta_2 = -\frac{2\pi}{m_{h4}} h \quad (22)$$

ezzel

$$y_2(\beta) = \frac{m_1}{2\pi} \vartheta_2 = -\frac{m_1}{m_{h4}} h \quad (23)$$

Ezzel már meghatározható a 2 cella  $T_0$  tengelyének elfordulása is

$$d\alpha_2 = \frac{1}{a} y_2(\beta) d\beta_2 = -\frac{1}{a} \frac{m_1}{m_{h4}} h d\beta_2 \quad (24)$$

A kapcsolási vázlat szerint  $d\alpha_3$ -at és  $d\alpha_2$ -öt összegezni kell

$$d\alpha_3 + d\alpha_2 = -\left(\frac{1}{a^2} \frac{m_1^2}{m_4^* m_{g4}} g z d\beta_1 + \frac{1}{a} \frac{m_1}{m_{h4}} h d\beta_2\right) \quad (25)$$

Mivel  $d\beta_1 = d\beta_2 = d\beta$  és  $da = d\alpha_3 + d\alpha_2$  a fenti egyenlet a (13) és (14) egyenletek felhasználásával

$$\frac{2\pi}{m_4^*} dz = -\left(\frac{1}{a^2} \frac{m_1^2}{m_4^* m_{g4}} g z + \frac{1}{a} \frac{m_1}{m_{h4}} h\right) \frac{da}{r} \quad (26)$$

illetve

$$z' = -\left(\frac{1}{2\pi a^2 r} \frac{m_1^2}{m_{g4}} g z + \frac{1}{2\pi a r} \frac{m_1 m_4^*}{m_{h4}} h\right) \quad (27)$$

alakba írható.

Az összes készülékállandókat  $A_1$  ill.  $A_2$ -be foglalva össze

$$z' + A_{1\alpha} g(x) z + A_{2\alpha} h(x) = 0 \quad (28)$$

ahol

$$A_{1\alpha} = \frac{m_1^2}{2\pi a^2 r m_{g4}} \quad \text{és} \quad A_{2\alpha} = \frac{m_1 m_4^*}{2\pi a r m_{h4}}$$



melyeket, amint az a (18)-al való összehasonlításból látható, a kapcsolási elemek, illetve a  $g(x)$  és  $h(x)$  léptékének alkalmas megválasztásával, eggyel kell egyenlővé tenni.

$\beta$ ) kapcsolat (9/b ábra).

Az  $\alpha$ ) kapcsoláshoz képest azzal az előnnyel rendelkezik, hogy elkészítéséhez csupán egy integrátor szükséges.

A (18) egyenlet változóit szétválasztva

$$dz = -(gz + h) dx \quad (29)$$

A (29) egyenlet (1)-el összehasonlítva látható, hogy

$$y(\beta) \div (gz + h) \quad (30)$$

A  $g$  függvénybevivő  $T_4$  tengelyének elfordulása

$$\vartheta_{Fg} = \frac{2\pi}{m_{g4}} g$$

ezt a kapcsolási vázlat szerint, meg kell szorozni  $\alpha$ -val, figyelembevéve a szorzómű  $m$  állandóját is. Így  $gz$ -vel arányos mennyiséget állítottunk elő. Az eredő előfordulás a szorzómű állandóját figyelembevéve

$$\vartheta_{er} = m \vartheta_{Fg} \alpha \quad (31)$$

ahol

$$\alpha = \frac{2\pi}{m_4^*} z \quad (32)$$

A  $h$  függvénybevivő  $T_4$  tengelye

$$\vartheta_{Fh} = \frac{2\pi}{m_{h4}} h\text{-val fordul el.}$$

$\vartheta_{er}$  és  $\vartheta_{Fh}$  összege  $\vartheta_\theta$  az integrátor  $T_1$  tengelyére hat ellenkező forgás értelemben, azaz  $\vartheta_\theta = -\vartheta$ . A (4) egyenlet alapján (31) és (32) figyelembevételével, azaz

$$y(\beta) = \frac{m_1}{2\pi} \vartheta = -\frac{m_1}{2\pi} \left( m \frac{2\pi}{m_{g4}} g \frac{2\pi}{m_4^*} z + \frac{2\pi}{m_{h4}} h \right) \quad (33)$$

birtokában már meghatározható a cella  $T_0$  tengelyének elfordulása

$$d\alpha = \frac{1}{a} y(\beta) d\beta = -\frac{1}{a} \frac{m_1}{2\pi} \left( m \frac{4\pi^2}{m_{g4} m_4^*} gz + \frac{2\pi}{m_{h4}} h \right) d\beta \quad (34)$$

a (13) és (14) egyenlet segítségével átírható

$$\frac{dz}{m_4^*} = -\frac{1}{a} \left( \frac{m m_1}{m_{g4} m_4^*} gz + \frac{m_1}{2\pi m_{h4}} \right) \frac{dx}{r}$$

a (18) egyenlethez hasonló alakra hozva és az összes állandókat  $A_1$  és  $A_2$ -be foglalva össze

$$z' + A_{1\beta} g(x) z + A_{2\beta} h(x) = 0 \quad (35)$$

ahol

$$A_{1\beta} = \frac{m m_1}{a r m_{g4}} \text{ és } A_{2\beta} = \frac{m_1 m_4^*}{2\pi a r m_{h4}}$$

Az  $A_{1\beta}$ ,  $A_{2\beta}$  állandókat az említett módon most is eggyel kell egyenlővé tenni.

Részletesen kidolgozott példák után az analízátor sokoldalú alkalmazhatóságának ismertetésére további differenciálegyenletek kapcsolási vázlatát, illetve vázlatait közöljük, az állandók értékeinek megadása mellett.

3. példa:

$$g'(x) z' + h(x) z = k(x) \quad (36)$$

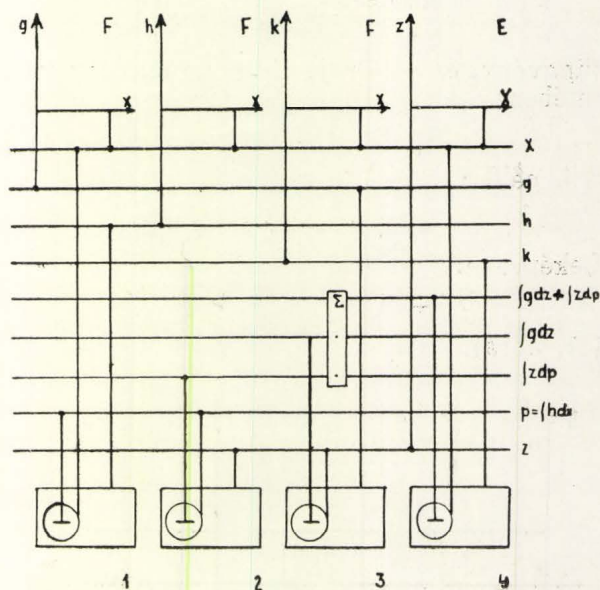
A  $g(x)$  függvénynek legyen zérushelye. (Ellenkező esetben (36) visszavezethető  $g(x)$ -el való végigosztás útján (18)-ra.)

A gép állandóiból adódó konstansokkal a leképezett egyenlet

$$A_1 g(x) z' + A_2 h(x) z = k(x)$$

Az állandók az  $\alpha$  kapcsolat esetében (10/a ábra)

$$A_{1\alpha} = 2\pi \frac{r m_{k4}}{m_{g4} m_4^*}; \quad A_{2\alpha} = \frac{m_1 m_{k4}}{a m_{h4} m_4^*}$$



10 a ábra.  $g(x)z' + h(x)z = k(x)$  egyenlet kapcsolási vázlat.  $\alpha$  kapcsolat.

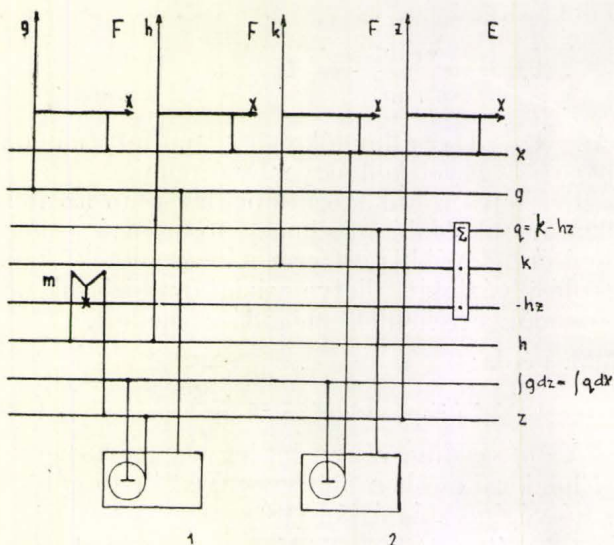
míg a  $\beta$  kapcsolásnál (10/b ábra)

$$A_{1\beta} = 2\pi \frac{r m_{k4}}{m_{g4} m_4^*}; \quad A_{2\beta} = 2\pi \frac{m m_{k4}}{m_{h4} m_4}$$

Egynél magasabbrendű differenciálegyenletek megoldásához legalább két integrátorra van szükség.

Peremérték feladatoknál adva van a kezdeti  $x_1, z_1$  és a végső  $x_2, z_2$  értékpár. A második integrátor  $y'(\beta)$  beállítását megszabó  $z'_1$  értékét próbálgatással határozzuk meg (lásd. (4)





10/b. ábra.  $g(x)z' + h(x)z = k(x)$  egyenlet kapcsolási vázlata.  $\beta$  kapcsolás.

összefüggést). A próbálgatást  $z'_1 = 0$ -val kezdve az  $x_2$  helyen  $z(x_2)$  függvény értékét kapjuk, az előírt  $z(x_2)$  helyett. A helyes megoldás a

$$h(x) = \frac{\bar{z}_2 - z_2}{x_2 - x_1} (x - x_1)$$

függvény, és a felrajzolt  $\bar{z}(x)$  függvény ismeretében

$$z = \bar{z} - h(x).$$

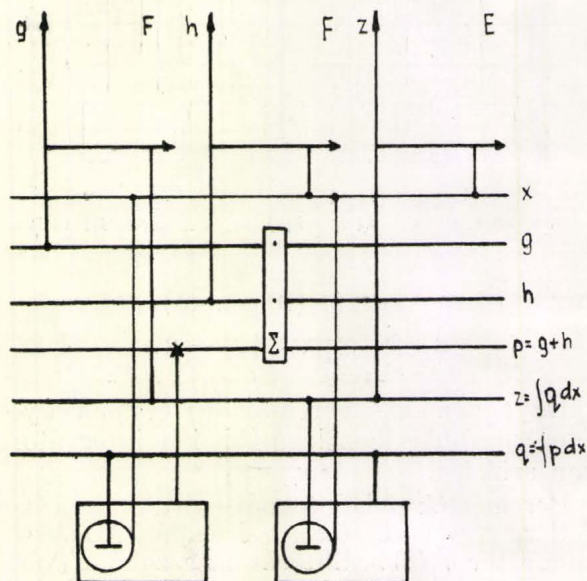
4. példa:

$$z'' + g(x) + h(x) = 0$$

Leképezve:

$$z'' + A_1 g(x) + A_2 h(x) = 0$$

(11. ábra).

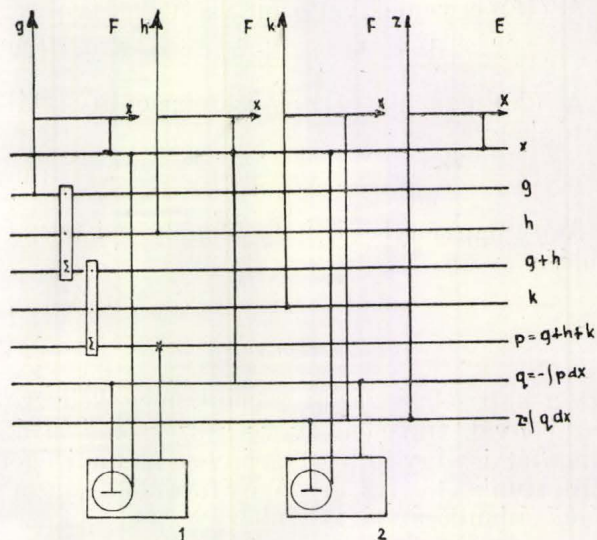


11. ábra.  $z'' + g(x) + h(x) = 0$  egyenlet kapcsolási vázlata.

$$A_1 = \left( \frac{m_1}{2\pi a r} \right)^2 \frac{m_1^*}{m_{g_1}}; A_2 = \left( \frac{m_1}{2\pi a r} \right)^2 \frac{m_1^*}{m_{h_1}}, \text{ ha } \frac{m_1^*}{2\pi} = r$$

$$z'' + g(x) + h(z') + k(z) = 0$$

Az analizátor által leképezett egyenlet (12. ábra).

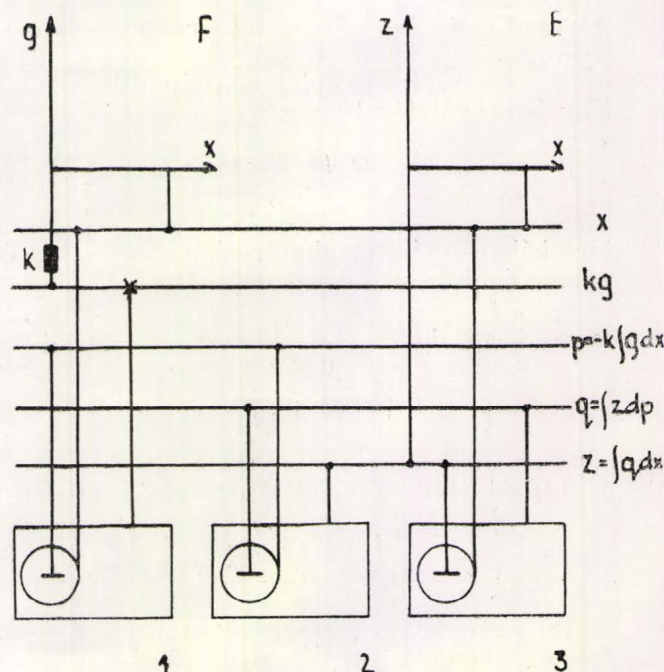


12. ábra.  $z'' + g(x) + h(z') + k(z) = 0$  egyenlet kapcsolási vázlata.

$$z'' + A_1 g(x) + A_2 h(z') + A_3 k(z) = 0$$

ahol

$$A_1 = \frac{m_1^*}{m_{g_1}}, A_2 = \frac{m_1^*}{m_{h_1}} \text{ és } A_3 = \frac{m_1^*}{m_{k_1}}, \text{ ha } \frac{m_1^*}{2\pi} = a.$$



13/a ábra.  $z + 2g(x)z = 0$  egyenlet kapcsolási vázlata.  $\alpha$  kapcsolás.



6. példa:

$$z'' + \lambda g(x) z = 0$$

$$z'' + A g(x) z = 0$$

(13/a, b ábra.)

Leképezve

$\lambda$  sajátérték az említett módon határozható meg.  $A = \lambda$ -t kell beállítani, ahol  $A$  az  $a$  kapcsolás esetében

$$A_a = \left( \frac{m_1}{2\pi a r} \right)^2 \frac{m_1}{r} \frac{k}{m_{g_1}},$$

míg  $\beta$  kapcsolást használva

$$A_\beta = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{m}{ar} \right)^2 \frac{m}{m_{g_1}}$$

Az analízátor segítségével differenciálegyenlet-rendszerek is megoldhatók.

7. példa:

$$\ddot{x} + g_1(x) + h_1(z) + k_1(\dot{x}) = 0$$

$$\ddot{z} + g_2(x) + h_2(z) + k_2(\dot{z}) = 0$$

(14. ábra). Leképezve:

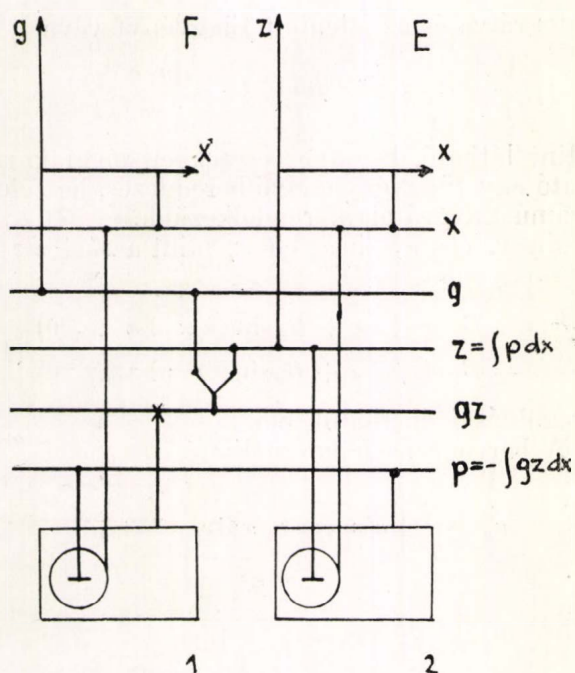
$$\ddot{x} + A_{g_1} g_1(x) + A_{h_1} h_1(z) + A_{k_1}(\dot{x}) = 0$$

$$\ddot{z} + A_{g_2} g_2(x) + A_{h_2} h_2(z) + A_{k_2}(\dot{z}) = 0$$

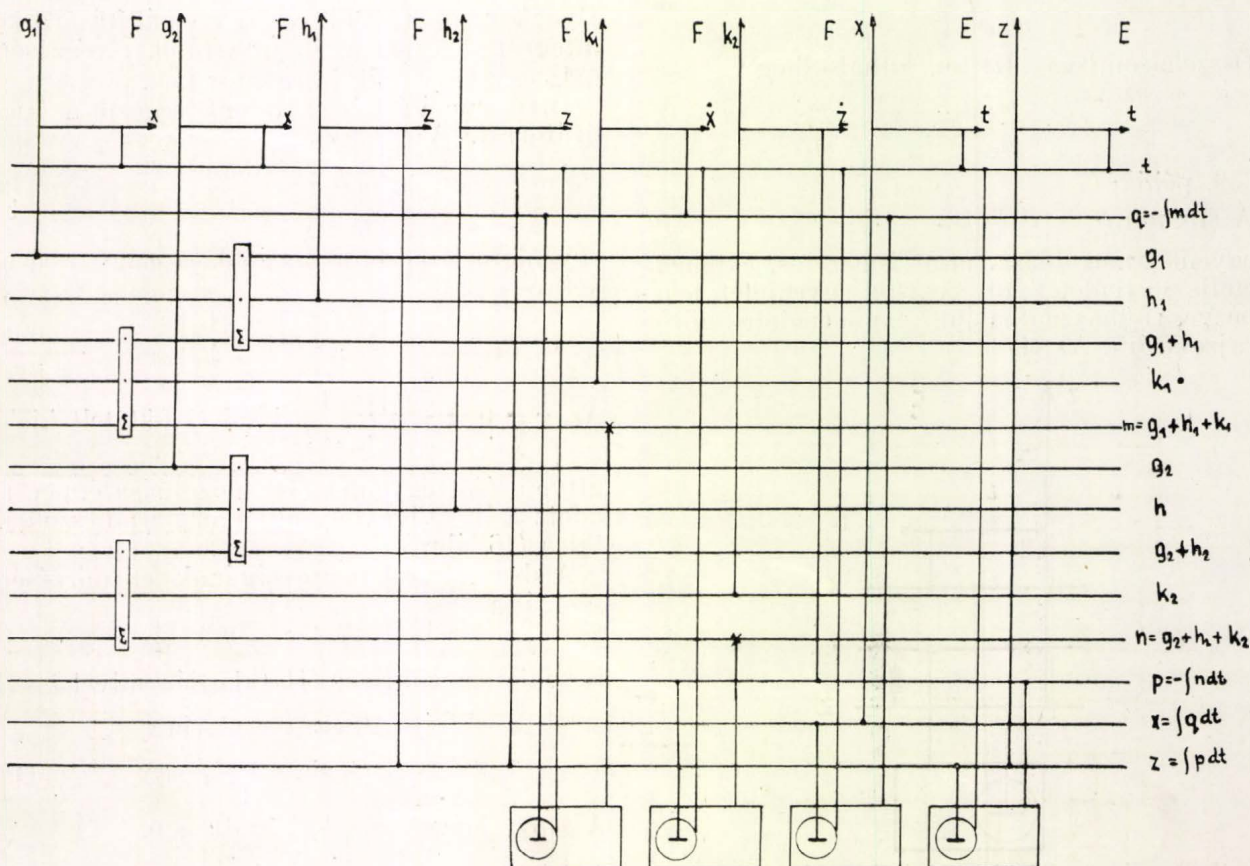
$$A_{ni} = \left( \frac{m_i}{2\pi a} \right)^2 \frac{m_i^*}{r m_{ni}}$$

ahol  $n = g, h, k$  és  $i = 1, 2$ , ha  $m_{41}^* = m_{42}^* = 2\pi r$

Az említett differenciálegyenleteken kívül az analízátor alkalmas néhány egyszerűbb matematikai feladat megoldására is. Ezt a



13.b ábra.  $z'' + \lambda g(x) z = 0$  egyenlet kapcsolási vázlata.  $\beta$  kapcsolás.



14. ábra.  $\ddot{x} + g_1(x) + h_1(z) + k_1(\dot{x}) = 0$   $\ddot{z} + g_2(x) + h_2(z) + k_2(\dot{z}) = 0$  egyenletrendszer kapcsolási vázlata.



lehetőséget differenciálegyenletek megoldásakor előnyösen alkalmazhatjuk egyes műveletek egyszerűbbé tételére, illetve az előkészítő munkálatok (pl. beviendő függvények felrajzolása stb.) megrövidítésére.

8. példa:

Adva  $g(x)$  és  $h(x)$ , meghatározandó

$$z = \lambda_1 g(x) + \lambda_2 h(x) \quad (37)$$

A  $g$  függvénybevivő  $T_4$  tengelyének elfordulását a (15) egyenlet alapján

$$\vartheta_{Fg} = \frac{2\pi}{m_{g4}} g \text{ összefüggés adja meg.}$$

Hasonlóan ehhez a  $h$  függvénybevivő  $T_4$  tengelyének elfordulása felírható

$$\vartheta_{Fh} = \frac{2\pi}{m_{h4}} h$$

A kettő összege

$$\vartheta = \vartheta_{Fg} + \vartheta_{Fh} = 2\pi \left( \frac{g}{m_{g4}} + \frac{h}{m_{h4}} \right)$$

Az eredményíróra is fennálló (15) összefüggést a  $g=z$  figyelembevételével

$$z = \frac{m_4^*}{2\pi} \vartheta \quad (38)$$

alakba írhatjuk. A (38) összefüggés alapján

$$z = \frac{m_4^*}{m_{g4}} g(x) + \frac{m_4^*}{m_{h4}} h(x) \quad (39)$$

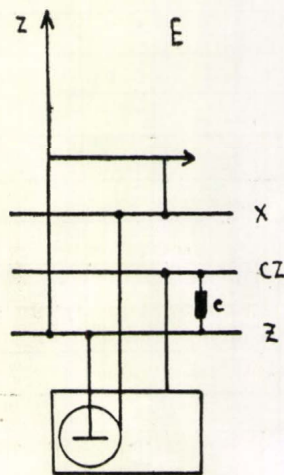
Összehasonlítva (37)-tel, látható, hogy

$$\lambda_1 = \frac{m_4^*}{m_{g4}} \text{ és } \lambda_2 = \frac{m_4^*}{m_{h4}}$$

9. példa:

A (15. ábra)  $z' = kz$  (40)

egyenlet megoldása, mint ismeretes, exponenciális egyenletet ad. A (40) egyenletet leképezve, felhasználhatjuk exponenciális görbe rajzolására. Az (1)



15. ábra. Exponenciális görbe felrajzolása a  $z' = kz$  egyenlet megoldásának felhasználásával.

egyenletet felírva, a (13) és (14) egyenlet felhasználásával figyelembevételével, hogy  $y(\beta) = cz$

$$\frac{2\pi}{m_4^*} dz = \frac{1}{a} cz \frac{dx}{r}$$

integrálva és az ellentett függvényt véve

$$z = e^{Cx} \text{ ahol } C = \frac{m_4^* c}{2\pi ar}$$

Mint látható, bizonyos esetekben megtakarítható egy függvénybevivő berendezés, ha feleszámú integrátorral rendelkezünk.

$\sin x$ ,  $\cos x$ ,  $\operatorname{sh} x$ ,  $\operatorname{ch} x$ , mint a  $z'' + \lambda z = 0$  egyenlet

$$\left. \begin{aligned} z &= B_1 \operatorname{ocs} \sqrt{\lambda} x + B_2 \sin \sqrt{\lambda} x \text{ ha } \lambda > 0 \\ \text{és } z &= B_1 \operatorname{ch} \sqrt{|\lambda|} x + B_2 \sin \sqrt{|\lambda|} x \text{ ha } \lambda < 0 \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

megoldásai állíthatók elő.

A berendezés felhasználható

$$a_n = \frac{2}{P} \int_0^P g(x) \cos \lambda_n x dx, \text{ illetve}$$

$$b_n = \frac{2}{P} \int_0^P g(x) \sin \lambda_n x dx \quad (42 \text{ a, b})$$

Fourier együtthatók meghatározására is. Ilyenkor  $\sin \lambda_n x$  ill.  $\cos \lambda_n x$  előállítására két integrátor, a (42 a, b) integrálok elvégzésére még egy harmadik integrátor kell.

Differenciálást is el tudunk végezni az analízátorral.<sup>7</sup> A

$$z'/n + z = \frac{dg(x)}{dx} \quad (43)$$

egyenletnek közelítő megoldása nagy  $n$  értékekre

$$z \simeq \frac{d}{dx} \left[ g \left( x - \frac{1}{n} \right) \right] \quad (44)$$

Az  $x = 0$ ,  $z = g' \left( -\frac{1}{n} \right)$  kezdeti feltételt kielé-

gítve a (43) egyenlet (44) megoldása éppen az adott  $g(x)$  függvény differenciálját szolgáltatja (16. ábra).

A berendezés pontosságának ellenőrzésére szolgál a

$$z'' + z = 0 \quad 45$$

egyenlet megoldása. (41) alapján mivel  $\lambda = 1$

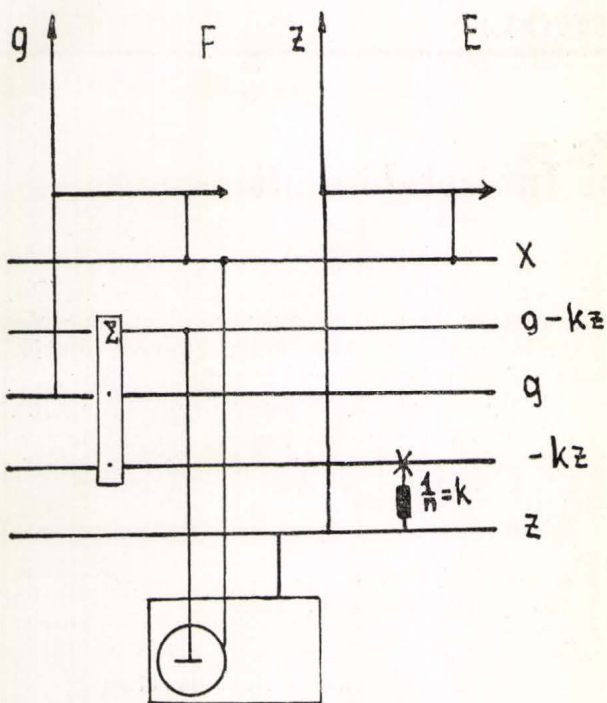
$$z = C_1 \cos x + C_2 \sin x$$

$$z' = -C_1 \sin x + C_2 \cos x \quad (46)$$

A (45)-t integrálva  $z' + \int z dx = 0$ .

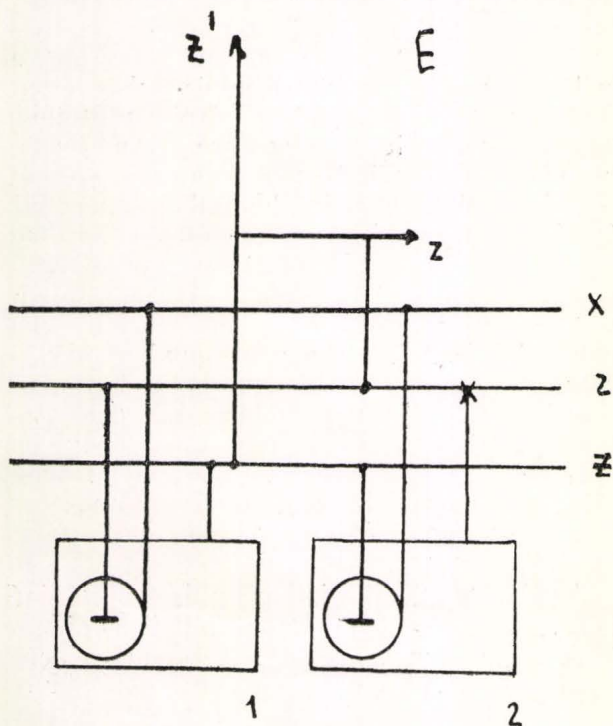
<sup>7</sup> H. Brückner ZAMM 22 (1942), 143.





16. ábra.  $z'/n + z = g'(x)$  egyenlet kapcsolási vázlata.

A kapcsolási vázlat (17. ábra) szerint



17. ábra.  $z'' + z = 0$  egyenlet kapcsolási vázlata.

$$z = \int z' dx \text{ et az 1 integrátor}$$

$$z' = \int z'' dx \text{ et a 2 integrátor}$$

allítja elő.

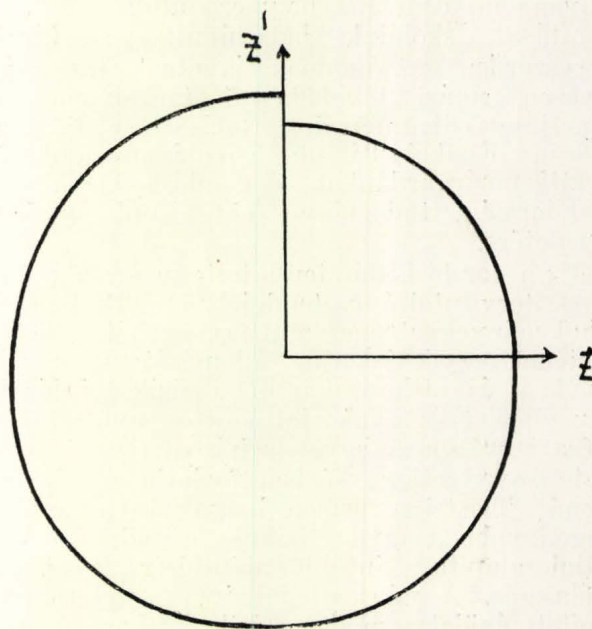
$$x = 0, z = r = C_1 \text{ és } z' = 0 = C_2$$

helyettesítve kapjuk a (46)-ból

$$z = r \cos x \quad (47 \text{ a})$$

$$z' = -r \sin x \quad (47 \text{ b})$$

az eredményrajzoló  $T_3^*$  tengelyére a  $z$ -vel,  $T_4^*$  tengelyére a  $z'$ -vel arányos elfordulást véve, az eredményrajzoló kört ír le, mivel (47 a) és (47 b)  $z$  és  $z'$  szerepét figyelembevéve, egy kör paraméteres egyenletét adják meg.



18. ábra.  $z'' + z = 0$  egyenlet segítségével előállítható „kör-próba”.

Tájékoztatásul közöljük az Askanai Művek által épített berendezés pontosságának ellenőrzésekor elért eredményeket.

A (45) egyenlet megoldásaként több mint 10 koncentrikus, kb. 175 mm átmérőjű kört rajzolva fel az eredményasztalra, a maximális eltérés kerekben 0,5 mm. Egy körre az eltérés átlagban 0,05 mm, ami 0,03% hibának felel meg. A hiba nagy része abból származik, hogy egy kör leírása közben a  $T_0$  tengely forgásiránya négyszer változik. (18. ábra). Az ábra erősen torzított.

A fentiekben a mechanikus differenciál-analizátor — amint látható elég tág — alkalmazási területét ismertettük. Konkrét esetben természetesen további problémák, de egyszerűsödések is felmerülhetnek.

Náray Zsolt

Műszaki Egyetem Fizikai Intézet, Budapest.



## Új Egyetemi Fizikai Intézet létesült

Kormányzatunk rendeletei útmutatásai és messzemenő támogatása, mérföldes léptekkel viszi előre hazánk, dolgozó népünk természettudományos kultúráját. Középiskoláink tananyagában centrális helyhez jutott a fizika tanítása. Iskoláink háborúdúlta szertárai tervszerűen gazdagodnak, javulnak, intézményesen, nyári továbbképző tanfolyamokon emeljük fizikatanáraink tudását, az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat előadássorozatokkal segíti tanárgárdánkat, a gondoskodás kiterjed természettudományos oktatásunk minden területére.

Ez a gondoskodás teremtette meg a hároméves terv utolsó esztendejében a Budapesti Tudományegyetemen a magyar fizika történetének egyik jelentős állomását; korszerű, modern új otthont kapott a fizikai intézet. Az elmélet és gyakorlat szoros együttműködése jegyében az egyetem három fizikai intézete szervezeti egységben foglalja el új otthonát. Tisztelve nemcsak hagyományainkat, a legnagyobb magyar fizikus, Eötvös Lóránd által alapított intézet átépítésére esett a választás. A mintegy 50 évvel ezelőtt felépített épület a modern fizika otthonául már teljesen alkalmatlan volt és alapos átépítésre és bővítésre került sor. Akik ismertük ezt az ódon, bagolyvárszerű, sötét, nyirkos épületet, boldogan szemlélhetjük a nemes hagyományokat megőrző, de merész átalakítással napfényessé, barátságossá varázsolt új folyosókat, amelyek az épületet egységes és áttekinthető egészé teszik.

A tanterembe vezető monumentális lépcsőház két szurdikban végződő tanterembejárata helyett egy karon folytatódva torkollik bele a tanterem közepre helyezett, jól világított bejáratához a zöld műköburkolatú lépcsőfeljáró. Virágos párkányzatával mosolyogva köszönti hallgatóinkat. A másik régi lépcsőkarból folytatódik a teljesen új II. emeletre vezető lépcsőfeljáró. Ide már hatalmas öt méter magas modern ablakon ömlik be a világosság oldalmegvilágításba helyezve a lépcsőházat díszítő reliefet, mely a három fizikai intézet egyesítésével kapcsolatosan az elméleti, kísérleti és gyakorlati fizika együttműködését szimbolizálja.

A II. emeleten 16 db 24 m<sup>2</sup> alapterületű minden közszolgáltatással ellátott új laboratórium, modern fényképező fülkével és egy

nagyobb laboratóriummal. Az I. emeleti Puskin-utca front szolgál az elméleti fizika részleg elhelyezésére. A földszint hosszú boltíves folyosója modern üvegbetonfallal elzárt széles hallba torkollik, megszüntetve a földszinti laboratóriumok egymásba nyíló szobáit, így különbejáratú, nagyméretű, jól felszerelt laboratóriumokká alakultak át.

A földszinten megmaradt a könyvtár és olvasó elhelyezése.

Az első emelet hátsó részén lévő hatalmas szertárból három korszerű laboratórium épült s az udvar beépítésével egy hatalmas világos nagy laboratóriumot nyertünk.

Ezt a szárnyat az épület elejével világos, széles új folyosó köti össze. A tanterem mögötti mellékhelyiségek összenyitásával alapterületben is tekintélyes nagyságú szertárhelyiséghez jutottunk. A tanterem átépítése az 5 éves terv feladata. Ennek befejezésével méltó otthona lesz külsőben és belső berendezésben az Egyetemi Fizikai Intézetnek, ugyancsak az ötéves terv során van tervbevéve az egész épület modern központifűtésének beépítése. Ennek előmunkálása az átépítéssel megtörtént, a faltöréseket követelő csőhálózatot már elhelyezték az épületben.

Nagy beruházást jelent egy laboratóriumokkal rendelkező épületnek a közművekkel való ellátása. Víz, gáz, villanyberendezése közel az építkezés összegének egyharmadát jelentette. Az épületben eddig szabadon vezetett esztétikailag és biztonságilag helytelen vezetékek most falba süllyesztve futnak. Minden laboratóriumban praktikus elosztott kapcsolótáblákból vehető háromfázis, egy fázis és egyenáram.

Az új Egyetemi Fizikai Intézet építésénél két szempontra kellett tekintettel lenni. Az 5 éves tervben szerepel a teljesen modern, a városon kívül, elektromos zavaroktól távol eső új Központi Fizikai Intézet építése. Ennek kiépítése során az egyes kutató részlegeknek ez az épület nyújt ideiglenesen otthont. Az új intézet kéaderképzése itt is folyik. A távolabbi jövőben viszont ez az épület az egyetemi oktatás céljait szolgálja. Ezért az épülő új II. emeleti rész kis laboratóriumai már úgy készültek, hogy a választófalak kevés költséggel eltávolíthatók és nagyobb tömeges oktatásra is alkalmassá tehetők.



Ennek kiépítéséig az eddigi Gyakorlati Fizikai Intézet szolgált tisztán egyetemi oktatás céljaira és csak a fejlett, tehetséges hallgatók működnek az új részben mint demonstrátorok, gyakornokok.

A magyar fizika útja népünk emelkedésével együtt halad, mi sem vagyunk alábbvaló nemzet, nekünk is vannak tehetségeink. A mult bűnét felszámoljuk. Tehetségeink nem kényszerülnek arra, hogy idegenbe sza-

kadva, idegen talajba ültetve virágozzanak, idegen érdekeket szolgáljanak.

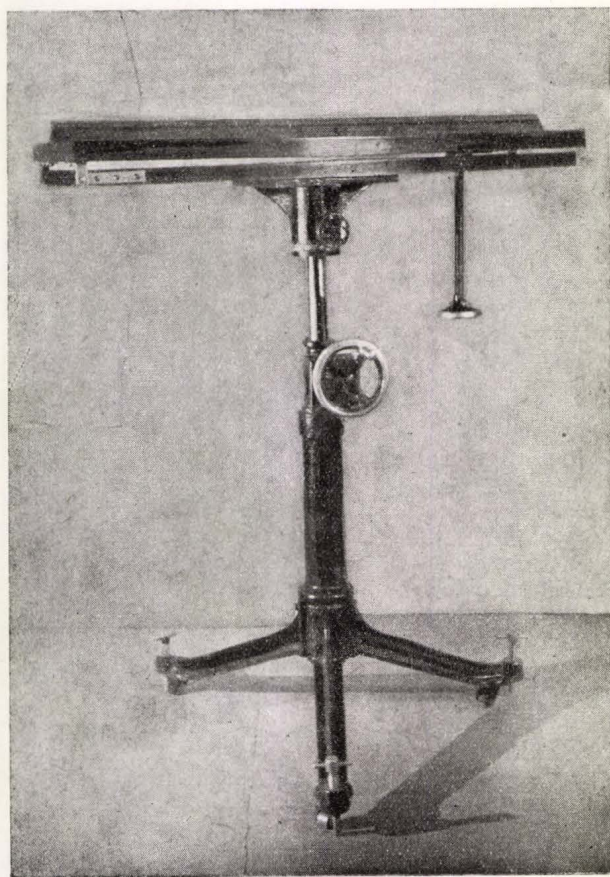
Ha a nyújtott adottságokat kihasználjuk, fiataljaink többé nem ócska eszközökkel, primitív körülmények között tanulnak, biztosnak érezhetjük — hogy Lomonoszov szavait idézzem —, ez a föld is terem olyat, mi eddig csak Platon és a gyorseszű Newton sajátja volt.

*Pócsa Jenő*

Egyetemi Fizikai Intézet, Budapest.

## Néhány új kísérleti eszköz

A Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében a hároméves terv keretében megkezdjük az előadási kísérletek korszerű kiépítését. Itt legelsősorban szükségünk volt olyan berendezések elkészítésére, amelyek hozzátartoznak az előadási kísérletek ú. n. alapfelszereléséhez, tehát amelyek sokféle célra használhatók. Az alapfelszerelésünkben most három berendezést ismertetek, amely az elgondolásunk és tervünk szerint készült.



1. ábra. Pohl-asztal.

A három berendezés: a Pohl-féle kísérleti asztal, a vas Gauss-asztal és a vákuum pumpa — kompresszor aggregátum.

A Pohl-féle kísérleti asztal öntött vas, háromlábban álló törzsre van szerelve. A lábakon görgők vannak, továbbá három csavarral a lábak felemelhetők és ezáltal az asztal helye rögzíthető. Az asztal a törzsbe bejáró acélrúdra van felerősítve. Az asztal kézi kerékkel, csigameghajtással 104–136 cm között emelhető és süllyeszthető. A csigahajtás önzáró, tehát minden magassági helyzetében rögzítés nélkül szilárdan megáll. Az asztallap a függőleges tengely körül két golyós csapágyon forgatható, rögzítése szorítócsavar segítségével történik. Az asztallap tartója úgy készült, hogy szükség esetén a függőleges tengely körül szíjjal motorikusan forgatható. Itt konkrét kísérletekre gondoltunk, amikor az asztalt így elkészítettük. Az asztallap kettős: az egyik vízszintesen van felszerelve, a második pedig az első felett úgy, hogy ez a vízszinteshez képest egy csavar segítségével emelhető. A forgási tengely az asztallap végén van. Erre az emelésre vetítéseknél van olykor szükségünk. Az asztallap mérete: 35 × 100 cm. Ezen el van helyezve egy 100 cm hosszú 60°-os öntött vas prizma (optikai sín). Készültek az Intézet műhelyében olyan Pohl-féle asztalok is, amelyek felső része az itt leírt típustól kissé eltér. Ezeknél csak egy asztallap van, a másik asztallapot egy fémkeret pótolja. Ehhez képest az asztallap a rajta elhelyezett sínnel együtt 30°-ra emelhető. Ennél azonban a prizmához járul még egy 50 cm-es prizma, amely a 100 cm-es prizmához képest jobbra és balra 45°-kal elfordítható és csavarral rögzíthető.

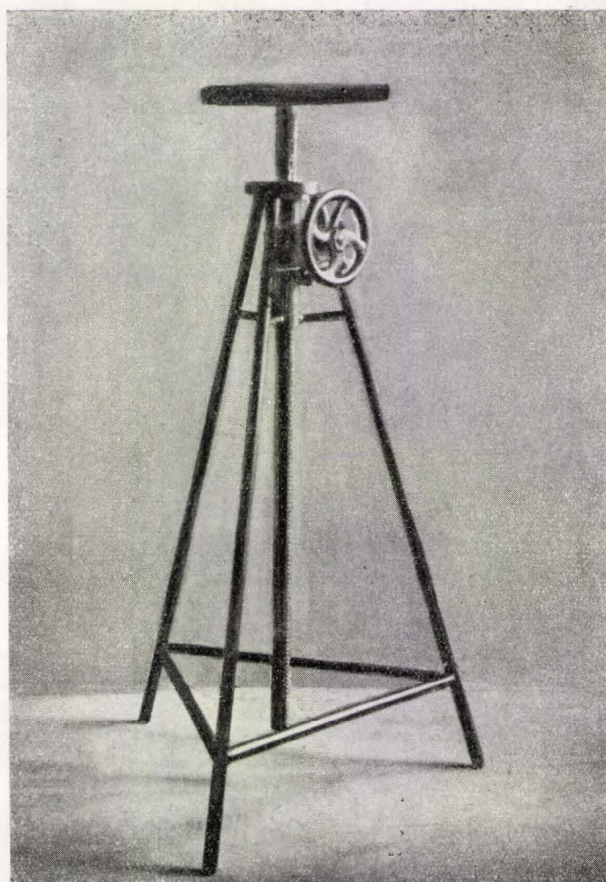
Az Intézet 1948 őszén két darab kísérleti asztalt készítettett és tudomásom szerint hazánkban mi voltunk az elsők, akik ezt a



berendezést az előadási kísérletekbe bevezettük. Most már három félévi tapasztalat áll mögöttünk és ennek alapján mondhatjuk, hogy ez rendkívüli nagy értékű berendezés, amelyet — ha az ember megszokja a vele való dolgozást — nem tud nélkülözni. Alig van még olyan berendezés, amelyet annyira használnánk, mint ezt. Minden órán szükség van rá több kísérletnél is. Az előadásokon ezt használjuk mindenek előtt vetítéseknek. Az egyetemi oktatásban, ahol nagy tanteremben, többszáz hallgatónak tartunk előadásokat, a jelenségek mindenki számára csak úgy láthatók, ha azokat — amelyeknél ezt egyáltalán meg lehet tenni — vetítve mutatjuk be. A kísérleti asztallal ez csak úgy történhetik meg, ha ehhez még a szükséges kellékek rendelkezésre állnak. Ezek a kellékek a vetítő-lámpák, kondenzorok, optikai lovasok, tartók, lencsék, küvetták. A kísérleti asztalhoz tartozó eme kellékek már nagyobbára mind megvannak és a tapasztalataink is megvannak már ezek használatát illetőleg. Vetítésekkel használunk ú. n. Pohl-féle ívlámpát. Ez is rendelkezik az ívlámpa jó és rossz tulajdonságaival. Lassan kezdi ezt azonban kiszorítani az utolsó félévben bevezetett projekciós izzólámpa. Provizórikusan elkészítettünk egy 200 Wattos projekciós lámpát és ezzel igen jó tapasztalataink vannak. Ez a lámpa az esetek túlnyomó részében teljesen megfelel. Kísérleti stádiumban van egy 750 Wattos lámpa is, ennél egyelőre a hűtés okoz problémát s a lámpa megfelelő geometriájának megalkotása. A két lámpa együttesen majdnem mindenütt pótolni fogja az előadási ívlámpánkat. A vetítésekkel a következő kondenzorokat használjuk: 60 mm átmérőjű kiskondenzor, 160 mm átmérőjű nagy-kondenzor, 140 mm átmérőjű szétszedhető háromrészes nagykondenzor (Gyulai professzor útmutatásai alapján készült), 150 mm átmérőjű vízszintes kondenzor. A lámpák, kondenzorok, vetítőlencsék továbbá a kivetítendő kísérlet felépítésére szolgál kilenc féle méretű optikai lovas.

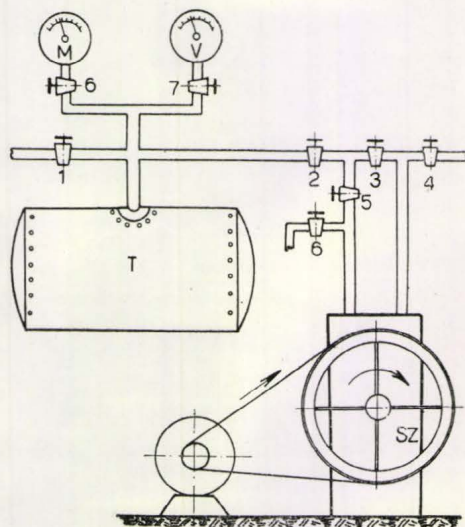
A kísérleti asztal azonban nemcsak a vetítéses kísérleteknél használható, hanem másfajta kísérleteknél is. Így pl. használjuk akusztikai kísérleteknél, amikor Galton-síp és homorú gömbtükör segítségével hang-sugár nyalábot állítunk elő. Más kísérleteknél pedig az asztal úgy szerepel, mint egy állvány.

Szakembereink közül sokan éppen nálunk ismerték meg ezt az igen használható berendezést és a mi tapasztalataink után szerzett be egy ilyen kísérleti asztalt a budapesti Orvosi Fizikai Intézet, továbbá a miskolci Nehézipari Műszaki Egyetem Fizikai Intézete is két darabot.



2. ábra. Gauss-asztal.

A vas Gauss-asztal is igen jó szolgálatot tesz az előadási kísérleteknél. A Gauss-asztal itt leírt konstrukciója Gyulai professzortól származik. Ez háromlábú, acélesővekből készült hegesztéssel. Az asztallap kézikerekkel önzáró csigahajtással 115–230 cm magasságok között állítható be. Az Intézetben ebből egy példány van használatban. Ilyen



3. ábra. A vákuumpumpa-kompresszor aggregátum sematikus rajza. T tartály, Sz szivattyú. 1. 2; 3; 4; 5; 6 csapok.



## EGYESÜLETI ÉLET

Egyesületünk végzett munkájából a következőket ragadjuk ki:

A középiskolai tanárok számára előadás-sorozatot rendeztünk Budapesten. Az előadások témája az új, II. osztályos fizika tankönyv anyagához kapcsolódott. A könyv a mechanika egy részét tartalmazza, ezért az előadások a mechanika problémáit tárgyalák általános szempontok szerint.

Az előadássorozat keretében Novobátzky Károly (A mechanika alapjairól), Vermes Miklós (Mechanikai példatípusok és megoldási módszerek), Pócza Jenő (A Föld forgásának mechanikai bizonyítékai), Sági István (A statika elemei), Muttányánszky Ádám (Impulzus és perdület, rugalmasságtan) tartottak előadásokat.

Ennek a sorozatnak folytatásaként négy, többnyire csillagászati tárgyú előadást rendezünk, hogy ezzel a középiskolai tanárok kétéves egyéni tanulásának anyagához nyújtsunk segítséget. Reméljük, hogy tanár kartársaink ezt azzal fogják viszonzni, hogy minél nagyobb számmal jelennek meg az előadásokon és részt kérnek az egyesület munkájából.

Vidéki tanár kartársaink számára két konferenciát tartottunk Debrecenben, illetőleg Szegeden. Mindkét konferenciát a Bolyai János Matematikai Társulattal együtt rendeztük.

Debrecenben a következő előadások hangzottak el: Surányi János: Szempontok a matematika tanításához. Turchányi György: A szovjet fizikatanítás módszerei. Hoffmann Tiborné: A II. osztályos fizikakönyv. Tárján Imre: Előadási kísérletezés egyszerű eszközökkel. Rényi Alfréd: Egyszerűbb valószínűségszámítási problémák. Hajós György: Feladatok a kombinatorika és topológia köréből. Varga Ottó: Integrálgeometria és konvex síkok. Fényes Imre: A materializmus és idealizmus harca a fizikában. Hajós György: A „Kürschák József“ matematikai tanulóverseny.

A szegedi program: Szőkefalvi Nagy Gyula: Geometriai szerkesztésekről. Surányi János: A gondolkodás nevelése a matematikaórákon. Turchányi György: A szovjet fizikatanítás módszerei. Hoffmann Tiborné: A II. osztályos fizika tankönyv. Hajós György: A „Kürschák József“ matematikai tanulóverseny. Szele Tibor: Számelméleti kérdések. Haimann Ottó: A szovjet atomfizika eredményeiről. Párkányi László: Az elektrosztatika tanítása.

Mindkét konferencián sok hallgató és hozzászóló vett részt. Reméljük, júniusban sikerülni fog más városokban is hasonló

sikerű és látogatottságú konferenciákat rendezni.

Január és február hónapban négy klubestet és egy szovjet-estet tartottunk. A klubesteken tartott előadások a következők voltak:

Csada Imre: Ionizált gázok turbulenciaelmélete. Fenyvesi Andor: Variációs elvek szerepe a fizika 200 éves fejlődésében. Kovács István: Eljárások perturbált molekula-termék állandóinak meghatározására. Selényi Pál: Három gyárlátogatás és az ezekből eredő újítások.

A szovjet klubestén Nagy Elemér és Gergely György tartottak előadást Tolsztoj—Feofilov: Relaxációs jelenségek vizsgálata címmel.

Március—áprilisban a szovjet-magyar barátsági hónap keretében 4 szovjet klubestet és 1 üzemi előadást rendezünk.

Ezek programja a következő volt:

Szalay László: Vavilov élete és munkássága. Fényes Imre: A szovjet valószínűség-számítási iskola szerepe a fizikai statisztikában. Sándor Endre: Szovjet kutatók fényelektromos vizsgálatai. Román Pál: Periodicitás az atommagok felépítésében; a kalimazás transzúrán elemekre. (Szovjet kutatások összefoglaló ismertetése.) Gergely György: Tolsztoj—Feofilov: Relaxációs jelenségek vizsgálata.

A rendszeres Eötvös Loránd fizikai tanulóversenyt Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Miskolcon és Sopronban egyidőben rendeztük meg. Összesen 150-en vettek részt, és 190 dolgozatot adtak be. Az egyesület bíráló bizottsága az első és második díjat megosztva Mráz Józsefnek (Áll. Ady Endre Gimn. tanár: Kertész Antal) és Rozványi Ivánnak (XI. ker. Áll. Általános Fiúgimnázium, tanár: Kunfalvi Rezső) adta, a két harmadik díjat Bodnár János (Budapesti Ev. Gimnázium, tanár: Dr. Vermes Miklós) és Könyves-Tóth Gábor (Áll. VII. Farkas Mihály Gimn. tanár: Hanák Tibor) kapta. Dícséretben részesültek Dési Sándor (Gyulai Áll. Gimn. tanár: Sziráki László), Zergényi Erzsébet (Soproni Áll. Ált. Leánygimn. tanár: Autherid Éva), Angeli István (Veszprémi Áll. Gimn. tanár: Döbrentei Éva), Bakos József (Kecskeméti Katona J. Gimn. tanár: Semerei Andor), Csánki Lajos (Debreceni Fazekas M. Gimn. tanár: Besse Gyula), Gyarmati György (II. ker. Áll. Rákóczi Ferenc Gimn.) és Tihanyi László (Szegedi Rudas L. Reálgimn. tanár: Nagy Lajos).

1950-ben adta ki először az egyesület a Bródy Imre- és Schmid Rezső-díjat. A Bródy Imre-díjat Nagy Elemér kapta a lumineszcencia-vizsgálatok terén elért eredményeiért, a Schmid Rezső-díjat pedig Hoffmann Tibor nyerte el az atomláncok elméletére vonatkozó



munkásságáért. E két díjat az egyesület minden évben ki fogja ezentúl osztani a fiatal egyetemi és ipari kutató fizikusok között.

Az alábbiakban közöljük Nagy Elemér és Hoffmann Tibor megemlékezéseit a díjkiosztás alkalmával tartott ünnepi ülésen:

*Nagy Elemér:*

*Megemlékezés Bródy Imréről*

Tisztelt Elnökség, tisztelt hallgatóság! Mély megrendüléssel és alázattal veszem át ezt a díjat, amely a mártírhalált halt nagy magyar fizikus, Bródy Imre nevét viseli. Alázattal azért, mert munkáim, amelyben a kitartás és a szerencse is szerepet játszott és ha jelentettek is bizonyos előrehaladást és új tények megállapítását, területük szűk volta és az elméleti kérdések másodsorba állítása miatt is csak kezdetet jelenthetnek.

Mélyen megrendülve veszem át a díjat, mert személyesen ismertem Bródy Imrét, számtalanszor volt alkalmam vele beszélni és tanulni tőle, megtanultam tisztelni, mint nagytudású fizikust, becsülni, mint egyenes, meg nem alkuvó embert, szeretni, mint jó embert, elbúcsúzni tőle, majd félév múlva meghallani vértanúhaláláról a fasiszta príbék megsemmisítő táborában.

Úgy érzem, nem múlhat el ez a nap anélkül, hogyha nem is teljességgel és kompetencia nélkül, de meg nem emlékeznénk életéről és munkásságáról. 1892-ben született, fizikusi pályafutásának legjellemzőbbje, hogy egy kezdetben olyannyira szövevényesnek látszó problémát mindig le tudott egyszerűsíteni a helyes fizikai alapokra, már fiatal korában megnyilvánult. Az alapkérdéseket kutatta, ezért fordult már középiskolás korában a thermodynamika felé, amit 18 éves korára teljesen elsajátított. 1919-ben a Tudományegyetemen oktatott, a Tanácsköztársaság megdöntése után Göttingenben dolgozott, Max Born mellett. Önálló és Born-nal közösen írt dolgozataiban a thermodynamikát alkalmazta szilárd testek statisztikai tárgyalására. Born annyira nagyrabecsülte, hogy a Zeitschrift für Physik szerkesztői tisztségét teljesen órá bízta. 1923-ban tüdőirritációt kapott és orvosai tanácsára hazajött Magyarországra, ahol az Egyesült Izzó kutatólaboratóriumába lépett be.

Itt újfajta problémákkal találkozott, de ezek csak megfogalmazásban voltak újak, megoldására megint a thermodynamika mutatta az utat. Fő munkássága az izzólámpák gázviszonyainak tisztázására irányult. A wolfram-fém párolgási törvényszerűségeit vizsgálva, megvetette az izzólámpák méretezésének fizikai alapjait. Későbbi kutatásaival megállapította, hogy az izzólámpa hatás-

fokát több tényező befolyásolja, a töltőgáz hővezetésén kívül az ú. n. Langmuir-Soret effektus is, azaz a különböző atomsúlyú gázok keverékének olyan szétválogatódási tendenciája, hogy a nagyobb súlyú gáz a hidegebb, a kisebb súlyú a melegebb helyen legyen. Megállapította, hogy az eddig ismert argontöltésnél előnyösebb a krypton-töltőgáz használata. Az előkísérletek a számításokat igazolták. Ugyanekkor felmerült egy gyakorlati probléma: miképpen lehet a levegő milíomodrészét képező kryptont a levegőből ki-nyerni rentábilis módon? Ezt a feladatot megoldotta, olyannyira, hogy a kb. 4000 pengős literenkénti ár lecsökkent 4 pengőre. Ezen előállítással kapcsolatban pontosan mérte a levegő Kr-tartalmát és eljárást dolgozott ki egyes veszélyt jelentő szénhidrogének adszorpciós eltávolítására.

Sokat foglalkozott a Langmuir-réteg problémájával. Ezen, előtte hipotetikusnak gondolt réteget, mely az izzólámpa izzószálának közvetlen környezetét képezi és bizonyos mértékben ionizált gázt tartalmaz, kísérlettel kimérte.

Szívesen foglalkozott kristálykémiával, több vegyület rácsenergiáját állapította meg. Rámutatott nem publikált munkájában elméleti alapon arra, hogy az oxidkatód alacsony kilépési munkája minden valószínűséggel a BaO sajátsága, ahogyan ezt a legutóbbi években megállapították. Az utolsó éveiben egy tervezett magyar fizikakönyv számára írta meg a thermodynamikai részeket, mint egyetlen nem egyetemi tanár és mint egyetlen üldözött.

Az Eötvös Lőránd Fizikai Társulat évente Bródy Imre-díjjal jutalmaz egy iparban dolgozó fiatal fizikust. Ezen első díjkiosztó ünnepség gyűjtsa fel az emlékezés mécsét Bródy Imre jeltelen sírján és lelkesítse a magyar fizikusokat az ő szellemében további eredményekre.

*Hoffmann Tibor:*

*Megemlékezés Schmid Rezsőről*

Tisztelt Fizikai Társulat! Először is köszönetet kell mondanom azért a nagy megtisztelésért, amely a Schmid Rezső-díjjal való megjutalmazásom alkalmából ért. Ezt a megtiszteltetést mindig olybá fogom tekinteni, mint egy előleget a további munkámra, mellyel a természet megismeréséhez és az ember szolgálatába állításához szándékozom egy-egy téglát lerakni.

Mint az első ízben a Schmid Rezsőről elnevezett díjjal jutalmazott, kötelességemnek érzem, hogy megemlékezzem néhány szóval Schmid Rezsőről.

A szürke életrajzi adatok nem sokat mondanak: 1903-ban született, vegyész-mérnöki



diplomát, majd bölcsészdoktori címet szerzett, ösztöndíjjal 1½ évig tanult tovább külföldön, 1935-ben magántanár lett, a közgazdasági egyetemen a fizika megbízott előadója. 1943 őszén halt meg tragikus hirtelenséggel.

Tudományos munkássága elején, 1930-ban egy évig, mint ösztöndíjas, Mulliken mellett dolgozott a chicagói egyetemen. Innen hazatérve nekilátott a magyar spektroszkópiái intézet megszervezéséhez. Mindaz, ami haláláig spektroszkópiái vonalon Magyarországon történt, kapcsolatban volt az ő tevékenységével.

Saját tudományos munkássága főleg a kétatomos molekulák spektroszkópiájára terjedt ki. Legtöbbet a szénmonoxid-molekula természetével foglalkozott, mellyel kapcsolatban a spektroszkópián túlmenő problémákat oldott meg a kémiai kötés elméletében. Saját vizsgálatai kiterjedtek ezenkívül az NO, N<sub>2</sub>, CN, O<sub>2</sub> molekulákra és a kétatomos hidridekre. A molekulák kötésének elméletén kívül egyéb spektroszkópiái vizsgálatokra is berendezve a Műegyetemi Fizikai Intézetet, ahol kutatásait végezte, így pl. Zeemann-effektus vizsgálatokat is végzett. Központi problémája azonban mindvégig a molekulák kötése volt. Hirtelen halála bekövetkezte előtt néhány nappal tréfásan említette munkatársainak, hogy ha meghalna, első útja Szent Péterhez vezetne, hogy az mondja meg neki, milyen is az a molekula belül.

Schmid Rezsőnek azonban saját tudományos munkáján kívül volt egy másik, ezzel egyenlő nagyságrendű érdeme. Ez pedig a fiatalok nevelése volt. Nemcsak a maga személyében teremtette meg Magyarországon a spektroszkópiái tudományt, hanem egész iskolát gyűjtött maga köré, fiatalokat képezett fáradhatatlanul ebben a tudományágban. Intézetében ezek a fiatalok a legteljesebb tudományos támogatása mellett személyi ügyeikben is olyan támogatást kaptak, amely

az akkori időkben egyedülálló volt. Mint ember, előzékeny és aktív magatartásával olyan légkört teremtett maga körül, hogy munkatársai, ha megkérdezték volna őket, hogy mint tudós nagyobb-e Schmid, vagy mint ember, nem tudtak volna erre válaszolni. Munkatársai dolgozataival együtt kb. 100 dolgozat futott ki rövid néhány év alatt intézetéből. Munkatársai nevelése nemcsak egyszerű útmutatás volt, hanem aktív részvétel azok munkáiban is. Így sokszor éjszakákon át dolgozott maga is az intézetben, ha pl. hosszabb expozíciós idejű felvételekre volt szükség.

Demokratikus felfogását mindig igen aktívan felszínre hozta, s ez csak fokozódott a fasiszta Németország hatalmi súlyának növekedtével és éles németellenességben nyilvánult meg. Környezetében — így pl. a Goldberger-gyárban is — ő tartotta politikailag a lelket ezekben a nehéz időkben.

Halálát hirtelen fellépő gyermekparalízis okozta, mely néhány nap alatt végzett vele, 39 éves korában.

Emlékéhez leginkább hűek akkor maradhatunk, ha tudományos téren való működés mellett követjük az ő példáját az ifjúság nevelése és képzése terén.

\*

Mint azt már körlevélben is közöltük, a MTESZ által megállapított egységes egyesületi tagdíj havonta 2 Ft, más MTESZ tag-egyesületi tagoknak havi 1 Ft. A befizetés a 61 751. számú csekkbefizetési lapon, vagy az egyesület titkárságán fizethető be minden este ½6-tól.

A lap előfizetési ára negyedévenként 5 Ft. Befizethető a 936.540. csekk számlán.

Ezúton is kérjük az egyesület tagjait, hogy a körlevélben közölt tagdíjhátralékukat minél előbb rendezzék, továbbá közöljék az egyesülettel munkahelyük pontos címét és az esetleges lakcímváltozásokat.

## KÖNYVKRITIKA

Gombás Pál: *Theorie und Lösungsmethoden des Mehrteilchenproblems der Wellenmechanik*, Verlag Birkhäuser, Basel, 1950. 268 oldal.

A kétszeres Kossuth-díjas magyar szerző ezen könyve a kvantummechanikai többtest-probléma állását vázolja a legutóbbi időkig. A modern fizikának ez a területe egyaránt eszköze ma a kémikusnak, a kísérleti fizikusnak, a technikai fizikusnak, sőt még a távolabbi határterületeken dolgozó más tudo-

mányágak kutatóinak is. A könyv felépítésében ezt a körülményt is visszatükrözi, amennyiben az anyag feldolgozásakor a szerző lehetőleg általánosan érthetőleg, de azért a szakember számára is precízen fejezte ki magát. A rendelkezésre álló példák sokaságából azokat választotta ki, melyek a módszerek alkalmazásának tipikus képviselői.

A könyv két részből áll; az első rész a hullámmechanikai többtestprobléma általános elméletét adja, míg a második rész a megoldási módszereket vázolja. Az I. fejezet rövid áttekintést nyújt a kvantummechanikai



alapfogalmakról, s röviden tárgyalja a későbbiek folyamán lényeges egytestproblémákat: a hidrogénatom és a hidrogénmolekulaion megoldását. A II. fejezet a többtestproblémánál fellépő további kvantummechanikai alapfogalmakat tárgyalja, a kölcsönhatás nélküli többtestproblémát, a spint, a Pauli-elvet. A III. fejezet az atomokra való alkalmazást tárgyalja. Ez a fejezet tartalmazza a héliumatom részletes kidolgozását, valamint a probléma felállítását többelektronos atomok esetére és a Hartree és Fock-féle eljárás ismertetésére. A IV. fejezet hasonlóképpen tárgyalja a molekulák legegyszerűbb eseteit, az egy-, két-, három- és négy-elektron kölcsönhatást a kétcentrumprobléma esetében. Az V. fejezet nagyszámú részecskék esetét tárgyalja; a kvantumstatisztikák részletes ismertetését és alkalmazását adja. A VI. fejezet a többtestproblémának egy, — gyakorlati szempontból ma még kevésbé alkalmazható, — elvontabb területét, a második kvantálást mutatja be.

A második rész első fejezete, a VII. fejezet a variációs módszert dolgozza fel igen részletesen, tagolva a módszer általános ismertetésére, atomproblémákra, molekulaproblémákra és a perturbációelméleti alkalmazásokra. A VIII. fejezet a „self-consistent field” módszert ismerteti, a IX. fejezet pedig a statisztikus módszert.

A függelék jól használható képletgyűjteményt tartalmaz a kvantummechanikai többtestproblémában előforduló számításokhoz.

H. T.

#### A. Ja. Hinesin, A statisztikai mechanika analitikus módszerei. Akadémiai Kiadó, 1951.

A Kiadó hibájából a szerző keresztnéve nincs feltüntetve, a munka eredeti címére sem történik hivatkozás, hiányzik a tartalomjegyzék, ezenkívül előszót sem írt hozzá senki.

A könyv a szerző két nagyobb cikkének fordítása: Sztatiszticeszkaja mehanika kak zadacsja teorii verojatnosztvej. (Uszpehi Matyematiszeszkih Nauk V. 3. 1950.) Ob analiticeszkom apparate fiziceszkog sztatistiki. (Trudi Matyematiszeszkogo Insztituta Sztjekloma XXXIII. 1950.) Az első dolgozat képezi a könyv első részét, mely a klasszikus statisztikával foglalkozik; a második dolgozat fordítása a könyv második részéként szerepel, mely a kvantumstatisztikákat tárgyalja.

A statisztikai mechanika tárgyalásmódja legalább 70 évvel elmaradt a valószínűség-számításhoz képest. Hinesin könyvében ennek a 70 éves elmaradásnak a pótlása található. A modern valószínűség-számítás nagyrészt a

régebbi orosz és az újabb szovjet kutatók munkájának eredménye, így a statisztikai mechanika tárgyalásmódjának modernizálását az egyik legilletékesebb szerzőtől kapjuk.

A statisztikai mechanika alapvető feladatai:

1. A mikrokanonikus középérték képzéséhez szükséges súlyfüggvény meghatározása.
2. Analitikus apparátus alkotása a mikrokanonikus közepek gyakorlati kiszámítására.
3. Az első két feladat megoldásának eredményei alapján a különböző fizikai elméletek (pl. termodinamika) megalapozása.

A statisztikai mechanika eddigi tárgyalásmódjában az említett feladatok megoldásánál előnyben részesítettek sokszor nyilvánvalóan helytelen, de mindenesetre mindig túlkomplikált módszereket. A fizikusok egyáltalán nem gondoltak arra, hogy igénybevegyék a — már magas fejlettségi fokon álló — modern valószínűség-számítást, maguk igyekeztek speciális módszereket kidolgozni, amelyek általában sem logikai, sem matematikai szempontból nem helytállóak.

A valószínűség-számítás (Kolmogorov-tól származó) axiomatikus megalapozása nyilvánvalóan rámutat a valószínűség objektív realitására. Ezt a fizikusoknak is figyelembe kellett volna venni és ennek megfelelően a mikrokanonikus közepek képzéséhez szükséges súlyfüggvény meghatározását tapasztalati alapokra kellett volna építeni. Ehelyett a priori principiumokból igyekeztek a súlyfüggvényt levezetni, természetes, hogy útvesztőbe kerültek. Az ezzel kapcsolatban keletkezett ergodikus, kváziergodikus, pseudo-ergodikus elméletek mindenre jók, csak arra nem, hogy a statisztikai mechanika elfogadható megalapozásául szolgáljanak. „Számos igen érdekes matematikai eredmény, — amelyet ebben az irányban Birkhoff és más tudósok nyertek az utóbbi időben — az adott viszonylatban semmit sem változtat, minthogy csupán redukálja az ergodikus elv megalapozásának feladatát egy másik, szemmel láthatólag nem könnyebb feladatra.” Hinesin az ergodikus elvek helyett tapasztalati alapokra, illetve ezekből leszűrt következményekre alapozza a súlyfüggvény meghatározását. Eljárásának lényege abban áll, hogy a közepelendő fázisfüggvényeket „majdnem állandó”-nak tekinti az állandó energiájú felületen. Ily módon a súlyfüggvény tetszőlegesen választható, csupán azt kell kikötni róla, hogy a rendszer mozgásával szemben invariáns legyen. Persze az ilyen megalapozás nem tekinthető örökérvényűnek, inkább munkahipotézis jellege van, de mindaddig használható, míg következményei nem mondanak ellent a tapasztalásnak.



A mikrokanonikus közepek gyakorlati (áttekinthető és könnyen kezelhető formában való) meghatározása igen fontos feladata a statisztikai mechanikának. Ezt a problémát az elemekben a Stirling-formula alkalmazásával oldják meg, komplikáltabb esetekre a Darwin—Fowler-módszert használják. Hincsin rámutat arra, hogy a fizikusok által alkotott analitikus módszerekre egyáltalán nincs szükség, mert a valószínűségszámításban ezeknél sokkal exaktabb és könnyebben kezelhető módszert találhatunk: a valószínűségszámítás határértéktételeit. E határértéktételek konzekvens alkalmazásával a mikrokanonikus közepek gyakorlati kiszámítása lényegesen egyszerűbbé válik.

A termodinamika statisztikus megalapozása Hincsin könyvében szintén a szokásostól eltérőleg és szintén sokkal jobban van megoldva. A termodinamikai statisztikának mind a „klasszikus“, mind a kvantumstatisztikák

által történő megalapozása a modern valószínűségszámítás fogalmainak és eredményeinek konzekvens alkalmazásával történik. Érdekes, hogy ilyen módon (bár nem tudatosan) éppen azoknak a kérdéseknek alapvető jellege domborodik ki legjobban, amelyek a termodinamika fenomenológikus axiomatikus megalapozásában is a legalapvetőbb szerepet játsszák. Így pl. a hőhatás, az empirikus hőmérséklet, az entrópia fogalmának statisztikus értelmezése közvetlenül alátámasztja Caratheodory és T. Ehrenfest—Afanassjewa fenomenológikus vizsgálatait. A termikus egyensúly helyes statisztikus értelmezése szintén ebben a könyvben szerepel először.

A mondottak alapján megérthetjük, hogy a könyv magyar nyelvű megjelenése igen nagy nyereség a hazai fizikai élet számára. Reméljük, hogy a könyv az egyetemi oktatás minőségi javulását is elő fogja segíteni.

F. I.

## Az Acta Physica új sorozatának I. száma

Újjászületett Tudományos Akadémiánk kiadásában jelent meg március hó végén a magyar fizikusok tudományos folyóiratának, az Acta Physica új sorozatának I. száma. A lap gazdag és változatos tartalmával, tetszetős és néhány kivételtől eltekintve gondos kiállításával beváltotta a hozzáfűzött reményeket, és biztatást jelent az elkövetkezendő évek számára.

Hoffmann Tibor és Kónya Albert a szilárd testek kvantumelméletének körébe vágó cikkükben lineáris atomláncok elméletét fejtik ki. Kiszámítják ezen láncok energiáját és meghatározzák a hullámfüggvényt. Ennek segítségével több felületi jelenség kiszámíthatóvá válik.

Jánossy Lajos elrejtett periodicitások kimutatásának numerikus módszeréről ír. Schmidt módszerének modifikációjával kitűnő gyakorlati eredményeket ér el.

Dallos András doktori értekezésében egy nagy felbontóképességű elektromos lökés-spektrográfot ír le. Ennek segítségével  $10^{-6}$  sec. átlagos időtartamú, statisztikusan eloszló lökések amplitúdóspektrumát lehet felvenni.

Gombás Pál és Gáspár Rezső a Thomas—Fermi—Dirac egyenletnek a Brillouin-féle határfeltételek melletti megoldásából, melyet Umeda állított elő, a Jensen által bevezetett

határfeltételek melletti megoldását állítják elő, perturbációs módszer segítségével.

Selényi Pál az ismert Eötvös-féle forgómérleg kísérletnek egy lehetséges modifikációjáról ír. A mérlegkart torziós szárra függeszti fel. Amennyiben a mérlegkar iránya északi irány, úgy rezonancia esetén a Coriolis erő kikutatható; a mérlegkar kelet-nyugati állása esetén azonban ilyen effektus nem mutatkozik.

Budó Ágoston és Kovács István sávszíneképek perturbációjáról írnak. Kétatomos molekulák sávszínekeinek perturbációs problémáját a pálya-spin kölcsönhatás tekintetbevételével, egységes szempontok szerint tárgyalják.

Kovács István kétatomos molekulatermek rotációs konstansait határozza meg, perturbációs adatok segítségével. Ebben a cikkében egy régebben megadott módszerének az összes számbajövő szingulett és triplett perturbációkra való kiterjesztését adja meg.

A szerkesztői levelek rovatban Marx György reális hullámterek kvantálásáról ír. Megvizsgálja, milyen összefüggés található az elemi részek túlnyomóan korpuszskuláris, illetve hullámszerű viselkedése és azok töltött, illetve töltetlen volta között.

R. P.

Szerkesztőség: Budapest V., Reáltanoda-u. 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távfeszélfő: 187—428.

Felelős kiadó: a Közkutatásiügyi Kiadóvállalat igazgatója

Kiadóhivatal: Közkutatásiügyi Kiadóvállalat, Budapest V., Szalay-u. 10—14. — Távfeszélfő: 128—580.

Magyar Nemzeti Bank egyszámlaszám 936.540.

Előfizetés, reklamáció és árusítás: V., Szalay-u. 10—14. — Távfeszélfő: 123—145.



Ára: 6,— Ft

Előfizetés 1/2 évre: 10,— Ft

## **A Köznevelési Kiadóvállalat kiadásában megjelenő folyóiratok:**

### **Archaeologiai Értesítő**

a Magyar Régészeti és Művészettörténeti Társulat kiadványa. A legújabb ásatások eredményeit és a múzeumok még feldolgozatlan anyagát ismerteti. Évenként két füzetben jelenik meg. Felelős szerkesztő: Szilágyi János. (Előfizetése fél-  
évre 15 forint.)

### **Ethnographia-Népélet**

a Magyar Néprajzi Társaság folyóirata. A magyar néprajzkutatás elvi vonatkozású és anyagközlő tanulmányainak leg-  
főbb publikációs helye. Rovatai rendszeres bibliográfiai, néprajzi, muzeológiai és a külföldi néprajzi intézményekre  
vonatkozó hírtérleket közölnek. Megjelenik évente két alkalommal. Felelős szerkesztő: Ortutay Gyula. (Előfizetése fél-  
évre 12 forint.)

### **Fizikai Szemle**

az Eötvös Loránd Fizikai Társulat folyóirata. Célja, hogy a pedagógus szaktanárokat megismertesse a tudomány hala-  
dásával és aktuális problémáival. Demonstrációs kísérletek közlésével nyújt segítséget a fizika tanításához. Ismerteti  
a legújabb külföldi irodalmat. Megjelenik negyedévenként. Felelős szerkesztő: Koczka Gyula. (Előfizetése fél-  
évre 10 forint.)

### **Gyermeknevelés**

a Köznevelési Minisztérium óvónői szaklapja. Tárgyköre az óvodai nevelés elméleti és gyakorlati kérdéseinek  
rendszeres és időszerű feldolgozása. Szovjet nevelési tapasztalatok közvetítésével jelentős segítséget nyújt az óvodai nevelők  
munkájához. Közli a gyakorló óvónők tapasztalatait és a felvetett problémák megtárgyalására vitákat indít. Megjelenik  
minden hónap 10-én. Felelős szerkesztő: Kovács Józsefné. (Előfizetése fél-  
évre 10 forint.)

### **Irodalomtörténet**

a Magyar Irodalomtörténeti Társaság folyóirata. A magyar irodalom és a világirodalom történeti anyagának marxista-  
leninista szemléletű kritikával foglalkozik. Megjelenik évenként négyszer. Felelős szerkesztő: Barta János. (Elő-  
fizetése fél-  
évre 12 forint.)

### **Keresztül-kasul a Szovjetunió**

az orosz nyelv tanításának legfontosabb segédesszköze. Megjelenik havonta egyszer, orosz nyelven, 8 oldal terjedelemben  
külön kétoldalas szöveget mellékel. A számos érdekes cikk, a sok fénykép és színes rajz a szép kiállítású folyóiratot  
a magyar tanulóifjúság kedvelt olvasmányává teszi, mert nemcsak előrehaladását segíti az orosz nyelv tanulásában  
hanem megismerteti az élenjáró szovjet ifjúság életével. Felelős szerkesztő: Erdődi József. (Előfizetése fél-  
évre 3 forint.)

### **Középiskolai Matematikai Lapok**

a Bolyai János Matematikai Társulat lapja. A folyóirat kisebb eredeti dolgozatokon felül ismertetéseket közöl a mate-  
matika különböző területeiről. Minden egyes rovata a matematikusok szakmai ismereteit bővíti. Megjelenik hatszor  
egy évben. Felelős szerkesztő: Surányi János. (Előfizetése fél-  
évre 12 forint.)

### **Köznevelés**

a Köznevelési Minisztérium kéthetenként megjelenő lapja. Az egyetlen magyar folyóirat, amely köznevelésünk  
időszerű kérdéseit mellett tudományosan foglalkozik az általános- és középiskolák nevelési, didaktikai kérdéseivel is.  
Rendszeresen ismerteti és élenjáró szovjet pedagógia és a baráti népi demokráciák nevelési módszereit és eredményeit.  
Pedagógusok cikkein és riportokon keresztül tájékoztat a legjobb magyar nevelők munkatapasztalatairól. Mindezzel  
a köznevelés nélkülözhetetlen segítséget nyújt a pedagógusok munkájához. Felelős szerkesztő: Ilosz Ferenc. (Előfizetése  
fél-  
évre 12 forint, 1 példány eladási ára: 1,50 forint.)

### **Levéltári Közlemények**

a Levéltárak Országos Központja és az Országos Levéltár folyóirata. Feladata a magyar levéltárügy elméleti és gyakorlati  
kérdéseinek vizsgálata, levéltárak ismertetése, levéltári forrásanyag közlése. Felelős szerkesztő: Ember Győző. (Előfizetése  
fél-  
évre 15 forint.)

### **Magyar Nemzeti Bibliográfia**

az Országos Széchényi Könyvtár kiadása. A magyar nyelven megjelenő szak- és szépirodalmi kiadványok címjegyzéke.  
Megjelenik havonként. Felelős szerkesztő: Goriup Alice. (Előfizetése fél-  
évre 50 forint.)

### **Magyar Nyelv**

a Magyar Nyelvtudományi Társaság megbízásából készül. Cikkei és tanulmányai a magyar-finn-ugor nyelvészet kér-  
déseivel foglalkoznak. Megjelenik évenként négyszer. Felelős szerkesztő: Pais Dezső. (Előfizetése fél-  
évre 12 forint.)

### **Magyar Nyelvőr**

a Magyar Nyelvtudományi Társaság folyóirata. A magyar és rokon nyelvek, az általános nyelvészet és az idegen nyelvek  
közérdekű kérdéseivel foglalkozik, nem szakemberek számára is érthető nyelven. Megjelenik évenként hatszor. Felelős  
szerkesztő: Beke Ödön. (Előfizetése fél-  
évre 9 forint.)

### **Matematikai Lapok**

a Bolyai János Matematikai Társulat folyóirata. Tudományos cikkek mellett számos olyan tanulmányt is közöl, amely  
a matematika barátait is érdekli. Megjelenik évente négyszer. Felelős szerkesztő: Turán Pál. (Előfizetése fél-  
évre 10 forint.)

### **Nyelvtudományi Közlemények**

a Magyar Tudományos Akadémia Nyelvtudományi Bizottságának megbízásából készül. Tanulmányai és cikkei elsősor-  
ban az általános nyelvészet, fonetika és idegen nyelvészet kérdéseivel foglalkoznak. Megjelenik évenként kétszer. Felelős  
szerkesztő: Zsirai Miklós. (Előfizetése fél-  
évre 8 forint.)

### **Századok**

a Magyar Történelmi Társulat közlönye. Elsősorban a magyar történelem eddig elhanyagolt területeivel, kutatásaival  
és a magyar történelem marxista ártérkékelésével foglalkozó cikkeket és ismertetéseket közöl, de helyet ad az egyetemes  
történet és a munkásmozgalom történetét ismertető legfontosabb magyar és külföldi cikkeknek is. Megjelenik évenként  
négyyszer. Felelős szerkesztő: Andics Erzsébet. (Előfizetése fél-  
évre 12 forint.)

A folyóiratokra előfizetéseket felvesz:

KÖZNEVELÉSI KIADÓVÁLLALAT ELŐFIZETÉSI OSZTÁLYA  
Budapest V, Szalay-utca 10—14. sz.



# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK:

Jánossy Lajos:	A relativitás elmélet óraparadoxonáról
	A SZOVJET FIZIKA EREDMÉNYEI
Faragó Péter és Keszthelyi Lajos:	A Cserenkov-féle sugárzás
	HÍREK AZ EGYETEMI INTÉZETEKBŐL
Medgyesi Pál:	Készülék egyirányvú rezgések eredőjének szemléltetésére
	A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL
Bernolák Kálmán:	Néhány középiskolai fizikai kísérlet
Borsányi József és Koczás Gyula:	Rádió-pad
Tarján Imre:	Egyszerű kísérletek
Tamás Gyula:	Vegyes kísérletek
	A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL
	KÖNYVSZEMLE



## СОДЕРЖАНИЕ

Л. Яношиш О парадоксе часов в теории относительности. ....

### УСПЕХИ СОВЕТСКОЙ ФИЗИКИ

П. Фараго и Л. Кестгели: Свечение Черенкова. ....

### ИЗ УНИВЕРСИТЕТСКОЙ ЖИЗНИ

П. Медеш: Прибор для демонстрации результата сложения колебаний одинокового направления. ....

### ИЗ ЛАБОРАТОРИИ УЧИТЕЛЯ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ

К. Бернолак: Несколько физических опытов для средней школы  
Й. Боршани и Д.е. Коцкаш: Радио-ящик. ....  
И. Тарян: Простые опыты. ....  
Д.ю. Тамаш: Разные опыты. ....

### УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК БИБЛИОГРАФИЯ

## KEDVES OLVASÓNK!

A Fizikai Szemle c. folyóirat megjelenésének időpontja technikai okok következtében — nem egy esetben — változott. Ez a folyóirat küldésében zökkenőt okozott, mert vállalatunknak nem áll módjában minden alkalommal értesítést küldenie előfizetőinek a megjelenésről. A folyóirat zavartalan megküldése érdekében kérjük tehát, hogy az előfizetési díjat ( $1\frac{1}{2}$  évre 10 Ft) rendszeresen és előre a Magyar Nemzeti Banknál vezetett egy számlánkra (Közükatatásügyi Kiadóvállalat 936 540. sz.) befizetni szíveskedjék.

Folyóiratunkat csak azon előfizetőinknek küldhetjük meg, akik az előfizetési díjat átutalták vállalatunk részére.

Megjegyezzük azt is, hogy az elmúlt évtől eltérően — a folyó évben csak egy fajta előfizetési ár van. A példányonkénti vásárlási ár pedig magasabb, mint az előfizetési ár.

Közükatatásügyi Kiadóvállalat  
Terjesztési osztálya



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Felelős szerkesztő: SZAMOSI GÉZA

Szerkesztő: KOCZKÁS GYULA

I. évfolyam

3. szám

1951 október

## A relativitáselmélet óraparadoxonáról.

### I.

A fizika mechanikai vagy elektromágneses jelenségeinek leírásakor a jelenségeket mindig valamilyen koordináta-rendszerre vonatkoztatjuk. Azt mondjuk például, hogy egy gömbhullám  $t = t_1$  időben az  $x_1, y_1, z_1$  koordinátájú  $A$  pontból indul ki. Egy későbbi  $t = t_2$  időben a gömbhullám egy pontja, például az  $x_2, y_2, z_2$  koordinátájú  $B$  pontba érkezik.

Gallilei óta világos a fizikusok előtt, hogy a fizikai folyamatokat különböző koordináta-rendszerben lehet tekinteni. Így pl. a laboratórium-ban kísérletező fizikus a jelenségeket, amelyeket megfigyel, legtöbbször a munkaasztalra vonatkoztatja. Ez a tény elővigyázatosságot követel: a laboratóriumnak és az asztalnak úgy kell konstruálva lenni, hogy az asztal a kísérlet közben ne mozogjon. Ez azt jelenti, hogy a kísérleti jelenségeket nem is annyira az asztalra, mint inkább a Földre vonatkoztatjuk. Sok célra igen kielégítő ez az eljárás. Vannak azonban olyan mérések, amelyeknél figyelembe kell venni, hogy a föld maga is mozog és ez azt követeli, hogy figyelembe vegyük a földmozgás befolyását a kísérletre. Példa erre, hogy egy szabadon fel-függesztett gyorsanmozgó pörgettyű komplikált mozgást végez, oly módon, hogy a tengelye egy kúp felületén mozog és ennek a kúpnak a tengelye párhuzamosan áll a föld tengelyével. Egy sor más kísérlet, mechanikai és optikai, egyaránt mutatja a föld mozgásának befolyását.

A föld forgómozgásán kívül más mozgást is végez, t. i. (közelítően) egyenesvonalú mozgást a térben. Ugyanis a föld egy óriási ellipszisen mozog a Nap körül és az ellipszisnek azt a részét, melyet a föld rövid idő alatt, percek, órák alatt fut be, jó közelítéssel egyenesnek tekinthetjük. Azt a kérdést kell felvetni, hogy a földnek ez az egyenesvonalú mozgása, amelynek sebessége eléggé tekintélyes (40 km/sec), földi kísérletekkel megfigyelhető-e?

Az első kísérlet, amely erre a kérdésre kívánt felelni, a híres Michelson—Morley-féle inter-

ferenciakísérlet. Ebben a kísérletben arra a kérdésre várunk feleletet, hogy a földön megfigyelt fénysebességre van-e befolyása a föld mozgási állapotának.

Tárgyaljuk meg röviden az előzményeket. Az elektrodinamika Maxwell-féle elmélete szerint a fény  $c = 300\,000$  km/sec sebességgel mozog a téren át. Az elméletben az a figyelemreméltó, hogy a fénysebesség fentebbi értéke minden koordináta-rendszerhez való viszonyítás nélkül adódik. Ez a tény Maxwell idejében egészen rendben lévőnek látszott, mert egyöntetűen feltették, hogy a fénysebességet, mint az elektrodinamika minden más törvényét az úgynevezett „éter“-re vonatkoztatjuk. Az volt a vélemény, hogy az elektromágneses jelenségeket mint az éter bizonyos mozgásait és deformációit kell felfogni. Michelson és Morley abból a feltevésből indultak ki, hogyha a fénynek a sebessége az éterhez viszonyítva  $c$  és a föld az éterhez képest  $v$  sebességgel mozog, akkor a fény sebességének a földön mérve  $c + v$  és  $c - v$  értékek között kell mutatkoznia, aszerint, hogy a két sebesség egymáshoz való orientációja milyen.

Michelson és Morley legnagyobb megdöbbenésükre semmi olyan eredményt nem találtak, amely azt mutatta volna, hogy a földmozgás befolyással bír a fénysebességre. Ezt a meglepő tényt elsőnek Einstein magyarázta meg zseniális módon. Einstein megmutatta, hogyha egy koordináta-rendszerrel áttérünk egy hozzáképest egyenesvonalú egyenletes mozgást végző másik koordináta-rendszerre, akkor nemcsak a tér koordinátákat, hanem az időt is transzformálni kell. Itt nem mehetünk bele a probléma részleteibe, de a teljesség kedvéért az eredményt, az úgynevezett Lorentz-transzformációt röviden megbeszéljük.

Tekintsünk két koordináta-rendszert. Az egyiket jelöljük  $K$ -val, a másikat  $K'$ -vel, úgyhogy a  $K'$  a  $K$ -hoz képest egy állandó  $v$  sebességgel egyenesvonalon mozog. Tekintsünk egy eseményt, amely  $K$ -ból nézve  $t$  időben  $x, y, z$  helyen játszódik le.  $K'$ -ből nézve ugyanez az esemény egy



$t'$  időben az  $x', y', z'$  helyen játszódik le. Ezek között a tér-időkoordináták között a következő relációk állnak fenn.

$$x' = B(x - vt), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = B\left(t - \frac{v}{c^2} x\right)$$

$$B = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (1)$$

Ha  $v \ll c$ , akkor  $B \sim 1$  és a fenti relációk azonosak a Gallileitól eredő ismert mechanikai transzformációkkal. Figyelemreméltó, hogy ha

$$B \sim 1, \quad \left(\frac{v^2}{c^2} \sim 0\right), \quad \text{akkor } t' \sim t.$$

## II.

A következőkben röviden megbeszéljük azokat a következtetéseket, melyeket Einstein a Lorentz-transzformációból levont. A következő fejezetben megmutatjuk, hogy ezek a következtetések kísérletileg beigazolhatók és az utolsó részben az (1) relációkból következő bizonyos figyelemreméltó következményeket beszélünk meg. Az (1) transzformáció formulákból következik mindenekelőtt, hogy egy hosszúság, pl. egy mérőrúd különböző nagyságúnak adódik, aszerint, hogy nyugalomban van, vagy mozog. Ez azt jelenti, hogy ha egy rúd, amelynek hossza  $l$ , hosszának irányában  $v$  sebességgel mozog, akkor hosszúsága  $l' = \frac{l}{B}$ , azaz  $l' < l$ , vagyis a rúd megrövidül mozgása által.

Itt azonban elővigyázatosnak kell lenni. Ha mi azt mondjuk, hogy a rúd mozog, az alatt azt értjük, hogy a rúd a mérőeszközhöz képest mozog. Ebben az összefüggésben mindegy, hogy a mérőeszköz, vagy a rúd „mozog”.<sup>1</sup>

A hosszúságkontrakcióval szorosan összefügg az úgynevezett időkontrakció. Einstein az (1) összefüggésből arra következtetett, hogy egy óra, amely  $v$  sebességgel mozog, a nyugvó órához képest lassan fog járni, és pedig az  $\frac{1}{B}$  viszonynak megfelelően.

Óra alatt képzelhetünk egy valóságos órát, vagy bármilyen olyan fizikai jelenséget (elektronok rezgése), amely időmérésre alkalmas.

Egy konkrét példán a következőképpen láthatjuk az időkontrakció jelenségét; tekintsünk két  $U_1$  és  $U_2$  órát egymás mellett. Megállapíthatjuk, hogy pontosan egyformán járnak. Egyiket közülük, pl.  $U_2$ -t  $U_1$ -hez képest egyenletes mozgásállapotba hozzuk. Amíg az  $U_1$  és  $U_2$  órák egymáshoz képest  $v$  sebességgel mozognak az a paradoxonnak látszó helyzet áll elő, hogy  $U_2$  az  $U_1$ -hez rögzített rendszerből nézve lassabban jár,

<sup>1</sup> Ennek az érdekes kérdésnek a tárgyalásába nem mehetünk részletesen bele, azonban megjegyezzük, hogy a rúd „igazi” hosszának a nyugalmi hosszát lehet tekintenünk, azaz azt a hosszt, amelyet akkor mérünk, ha a mérőműszer a rúddal együtt mozog.

mint  $U_1$  és megfordítva az  $U_2$ -hez rögzített rendszerből nézve az  $U_1$  jár lassabban.

Melyik az az óra, amely most *tényleg* lassan jár? Erre a kérdésre később válaszolunk, egyelőre csak azt hangsúlyozzuk, hogy egy órának — a nyugalmi hosszhoz hasonlóan — úgynevezett sajátideje van. A sajátidő alatt azt az időt értjük, melyet olyan eszközökkel mértünk, amelyek az órával együtt mozogtak.

Ha az  $U_1$  és  $U_2$  órák különböző utakon mozognak a világűrben és azután ismét találkoznak, akkor a relativitás-elmélet szerint dacára, hogy egyszerre indultak és egyszerre érkeztek, utazásuk különböző ideig tartott, ami a sajátidőt illeti. Ez a meglepő eredmény azonban nem olyan paradox, mint amilyennek első pillanatban látszik. Nem jelent mást, mint azt a tényt, hogy az idő nem független a mozgástól. A két óra, amely a térben különböző módon mozgott, különböző hosszúságú időt hagyott maga után. Ha két ember különböző utakon az  $A$  pontból a  $B$  pontba sétál, ebből a tényből senki sem következtet arra, hogy a két sétáló feltétlenül ugyanakkora utat tett meg sétája során. Amint látjuk, azt sem lehet feltenni, hogyha pl. két ember egyszerre elindul és egyszerre megérkezik egy pontba, feltétlenül ugyanakkora időt éltek volna át.

Az ilyen módon fellépő időkülönbségek gyakorlatikusan rendkívül kicsinyek és ezért nem szükséges, hogy a mindennapi élet eseményeiben az időkontrakció tényét alkalmazzuk. Hogy ennek a jelenségnek mégis nagy jelentősége van, arra a kérdésre az utolsó fejezetben még részletesen kitérünk. Az idő- és hosszúságkontrakciók egyik egyszerű következménye a sebesség összeadására vonatkozó Einstein-féle formula.

Képzeljük el a következő esetet. Egy vonat halad egy irányba a sínekhez képest  $v$  sebességgel. Ugyancsak a vonat haladásának irányában sétál egy utas a vagon folyosóján  $w$  sebességgel. A kérdés, hogy mekkora sebességgel mozog az utas a sínekhez képest. A régi felfogás szerint magától értetődik, hogy a két sebességet egyszerűen összeadjuk és az utas sebessége lesz:

$$W = v + w \quad (2)$$

Az előbbiek nyomán azonban most már elővigyázatosabbak vagyunk. A Lorentz-transzformációból következik, hogy (2) csak közelítően igaz, és pedig akkor, ha úgy  $v$ , mint  $w$  sokkal kisebb, mint a fény sebessége. A teljes formula Einstein szerint a következő:

$$W = \frac{v + w}{1 + \frac{vw}{c^2}} \quad (3)$$

(3)-nak az a különös érdekessége, hogyha az egyik sebesség pl.  $w = c$ -vel, akkor

$$W = \frac{v + c}{1 + \frac{vc}{c^2}} = c$$



Ha pl.  $v$  a Föld sebessége a naprendszerben és  $c$  ugyanitt a fénysebesség, akkor az Einstein-féle összeadási tételből a két sebesség összeadása éppen a fénysebességet adja. Ez a magyarázata a Michelson—Morley-féle kísérlet negatív eredményének.

### III.

A Lorentz-transzformációból következő szokatlan következményeket a legutóbbi években kísérletileg direkt be lehetett bizonyítani. Ezeknél a méréseknél nem olyan effektusok léptek fel, ahol  $B \sim 1$ , vagyis ahol a relativisztikus effektusok csak mint kis korrekciók lépnének fel, hanem olyan effektusok, ahol  $B \sim 10$ , vagyis, ahol a relativitás elméletből következő eredmények lényegesen különböznek a klasszikusan elképzelhető eredményektől. A legmeggyőzőbb ilyen effektus összefügg a kozmikus sugárzásban felfedezett újabb részecskékkel, az úgynevezett  $\mu$ -mezonokkal. A  $\mu$ -mezon egy elektromosan töltött részecske, melynek tömege 215-ször nagyobb, mint az elektron tömege. A  $\mu$ -mezon instabil. Ez azt jelenti, hogy tömege rövid idő alatt szétbomlik. Közepes élettartama:

$$t = 2 \cdot 15 \times 10^{-6} \text{ sec} \quad (4)$$

ami azt jelenti, hogy kb. ennyi idő után szétesik; méghozzá egy elektronnra és más, elektromosan semleges részecskékre.

A  $\mu$ -mezonok a mi atmoszféránkban keletkeznek főleg 10–20 km magasban, annak következtében, hogy a kozmikus sugárzás primér részei kölcsönhatásba lépnek a felső légrétegekkel. A  $\mu$ -mezon élettartamát kísérletileg direkt lehet mérni. Egy alkalmas készülék jelzi a  $\mu$ -mezon befogását egy absorbensbe, majd rövid idő után jelzi a bomlási elektron fellelését. Éppúgy, mint a rádióaktív szétesésnél azt találjuk, hogy a  $\mu$ -mezonok közül is az egyik hosszabb, a másik rövidebb ideig él, de közepes élettartamuk a (4) formulában adott érték.

Ha már most a  $\mu$ -mezonok akár a fénysebesség nagyságrendjébe eső sebességgel mozognak, az az idő, amelyre szükségük van, hogy a felső légrétegből a földre leérkezzenek (kb.  $15 \text{ km} / 300\,000 \text{ km/sec} = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$ ). Ez az idő azonban sokkal hosszabb, mint a  $\mu$ -mezonok közepes élettartama.

A kísérlet azonban mégis azt mutatja, hogy a  $\mu$ -mezonok egy nagyrésze leér a földre anélkül, hogy az atmoszférában szétesne. Ez a látszólagos ellentmondás azonnal feloldódik, ha a  $\mu$ -mezont a relativitás elmélet értelmében egy „órának” tekintjük. A  $\mu$ -mezon mindenesetre egy sajátosságos óra, amely csak egyszer üt, t. i. amikor szétesik. A  $\mu$ -mezonnak a Föld sebességéhez képest nagy sebessége miatt órája a földről tekintve lassan jár és az időkontrakció elegendő ahhoz, hogy a mezon az atmoszféránkat átfussa. Ez a kvalitatív megfontolás kvantitativ is keresztül-

vihető és a tapasztalattal egyező eredményeket mutat. Itt most nem mehetünk bele a részletekbe, de le akarjuk szögezni, hogy ez a jelenség a relativisztikus időkontrakció kiváló kísérleti bizonyítéka.

A  $\mu$ -mezon bomlása leírható egy olyan megfigyelő szempontjából is, aki a  $\mu$ -mezonnal együtt mozog. Ez a szokatlan körülmények között lévő megfigyelő az egész dolgot egészen másképp látja. Ez a megfigyelő azt tapasztalja, hogy a mezon nyugszik és mérőeszközével azt méri, hogy a mezon élettartama  $2,15$  mikroszekundum. Ez a megfigyelő azonban azt látja, hogy az atmoszféra közel fénysebességgel mozog. Éppen ezért azt tapasztalja, hogy bár a mezon csak igen rövid ideig él, ez az idő elegendő ahhoz, hogy az atmoszférán átmenjen, mert az atmoszféra eredeti nyugalmi hosszúságának törtrészére zsugorodott össze. Így tehát a mezon igen rövid élettartama is elegendő ahhoz, hogy átfussa az atmoszférát.

Látjuk tehát, hogy a relativitáselmélet abba a helyzetbe hoz bennünket, hogy képesek vagyunk megmagyarázni azt az első pillanatban paradoxnak tűnő tényt, hogy a rövid élettartamú mezon hogyan tud az atmoszférán keresztüljutni. A magyarázat másképp néz ki, ha a földről figyeljük és másképp, ha a mezonnal együtt utazó megfigyelő álláspontjára helyezkedünk. Egyik esetben a jelenséget az időkontrakció segítségével magyarázzuk, másik esetben a hosszúságkontrakcióval. A lényeges momentum azonban az, hogy itt egy olyan jelenséggel állunk szemben, ahol a relativisztikus álláspont lényegesen különbözik a nemrelativisztikustól és a megfigyelés a relativisztikus álláspont javára dönt. Egy hasonló megerősítést adja a relativitás elméletnek a gyorsanmozgó atomok sugárzása. Azt tapasztaljuk ugyanis, hogy a megfigyelő apparátushoz képest gyorsanmozgó atomok (úgynevezett csősugárban) kisebb frekvenciákat emittálnak, mint egy ugyanolyan típusú nyugvó atom.

### IV.

Amikor az időkontrakció értékét diszkutáljuk, gyakran felmerül a kérdés, nem volna-e praktikus is lehetséges egy ember életét a relativisztikus sebességek segítségével meghosszabbítani. Különösen pedig az a kérdés merül fel, vajon lehetséges-e egy ember számára olyan csillagokat — amelyek fényévekben milliókra fekszenek tőlünk — meglátogatni.

A következőkben ezt a kérdést tisztán formálisan diszkutáljuk, vagyis minden tekintet nélkül a technikai lehetőségekre, kizárólag a relativitáselmélet álláspontjáról.

Amint az előző fejezetben megmutattuk, egy rövidéletű mezonnak sikerül egy viszonylag igen hosszú utat az atmoszférán keresztül megtenni. Semmi kétség sem lehet afelől, hogy hasonló körülmények között, t. i. óriási sebességgel, mely igen közel van a fénysebességhez, egy ember is



elérhetné, dacára rövid élettartamának, igen távoli csillagokat. Úgyelnünk kell azonban arra, hogy egy ilyen utazás nem jelenti semmiféle meghosszabbítását az életnek. Láttuk már a  $\mu$ -mezon esetében, hogy a mezonnal együtt utazó megfigyelő álláspontjából nézve a mezon élettartama nem adódik hosszabbnak, hanem a külvilág távolságai zsugorodnak össze. Egy ilyen utazás alkalmával tehát nem az élet hosszabbítódik meg, hanem mitegy a külvilág komprimálódik és a célt közelebb hozza.

Ha egy utazó ilyen nagy sebességgel utazik a téren át, akkor meg kell gondolnunk, hogy pályájának gyorsulása, amelyen szükségképpen keresztülmegy, testének összes mechanizmusára lassítóan hat. Lassabban él. Minden fizikai, kémiai, fiziológiai és szellemi folyamata meglassul olyan mértékben, hogy ebben az állapotban évmilliókra van szüksége olyan folyamatok átélésére, melyekhez normális körülmények között néhány év elegendő.

A mikrobák anyagcseréje lényegesen meglassul, ha környezetének hőmérséklete csökken. Hasonló módon fog ez az utazó járni a relativisztikus effektusok hatására, ha utazási sebessége a fénysebesség közelébe jut.

Tekintsünk egy számpéldát: Képzeljünk el egy világűrhajót rakétamotorral. Tegyük fel, hogy a rakéta gyorsulása a földgyorsulással azonos, vagyis  $g = 10 \text{ m/sec}^2$ . Mikor a rakéta a Földet elhagyja, ez a gyorsulás az utazó számára a szokásos súlyérzést fogja adni. Nem-relativisztikusan számolt  $t$  idő után a rakéta sebessége  $v = gt$ . Egy évben kb. 32 millió másodperc van, tehát egy év után a sebesség  $v = 320\,000 \text{ km/sec}$  lenne. Vagyis több, mint a fénysebesség. A valódi sebesség természetesen ennél kisebb. Egy olyan számítás szerint, mely figyelembe veszi a relativisztikus effektusokat és amelyek részleteibe most nem mehetünk bele, a sebességre a következő eredményt kapjuk:

$$v = \frac{c g t}{\sqrt{c^2 + g^2 t^2}}$$

Ezen formula segítségével azt találjuk, hogy egy év alatt a sebesség a fénysebességnek kb. 70%-át éri el. Érdekes megnézni, hogy a hátrahagyott távolság hogyan függ a rakéta sajátidejétől. Ha a távolságot fényévekben mérjük (1 fényév =  $10^{13} \text{ km}$ ), a sajátidőt években, akkor kapjuk:

$$s \sim \frac{1}{2} e^{\tau}$$

Példának vegyük:  $\tau = 10$  év, akkor  $s = 10\,000$  fényév;  $\tau = 20$  évnél  $s = 200$  millió fényév. Vagyis kb. 20 év alatt a rakéta a földgyorsulás segítségével az extragalaktikus ködöket is elérheti.

Elérni ugyan elérheti, visszajövetelének azonban nem sok értelme van. Visszajövetelénél a Föld sokszázmillió évvel lenne öregebb.

Hogy fenti meggondolásunkat még jobban konkrétizáljuk, tekintsük röviden azt a kérdést, hogy milyen energiaszükséglete van egy ilyen útra vállalkozó rakétának. A probléma itt az, hogy egy olyan üzemanyagot találjunk, mely elég könnyű ahhoz, hogy ezt az utazást lehetővé tegye. Mai tudásunk szerint legkönnyebb üzemanyagot akkor kapjuk, ha atomenergiával hajtjuk a rakétát. A közelebbi számítás azt mutatja, hogy az atomenergia felhasználásával lehetővé válna egy utazás a naprendszerbe vagy környékén, azonban a most leírt utazásra a világegyetem távoli részeihez még ez is túl nehéz volna. Az elvileg lehetséges legkönnyebb üzemanyagot akkor kapnánk, ha az üzemanyag teljes tömegét szét tudnánk sugározni. Méghozzá úgy, hogy az egész sugárzást, pl. tükrök segítségével egy irányba orientáljuk. Ennek a sugárzásnak a reakciója adná az optimális kihasználási lehetőségét a rakétának. Ha most egy ilyen szétsugárzási apparátust üzembe helyeznénk, akkor még mindig az a helyzet, hogy évenként sokkal több üzemanyagot kell elfogyasztani, mint amennyi a végén megmarad. Vagyis egy ilyen utazásnál sokezer tonna súlyt kellene magunkkal cipelni. Egy néhány év után az egy kevés maradéktól eltekintve, szétsugározódna és ez a maradék nem más, mint a hajó, amely ebben az esetben már a fénysebességhez közeli sebességgel haladna. Mellesleg megjegyezzük, hogy a rakéta lefékezéséhez ép annyi energia szükséges, mint a felgyorsításához. Az üzemanyagkérdés úgylátszik, a leglényegesebb korlátozás az ilyen típusú utazások lehetőségeinél. Mindenesetre meg lehet állapítani, hogy a népszerű irodalomban gyakran leírt elegáns kis rakéták, amelyek atomenergia segítségével a világűrön áthaladnak, az álmok birodalmába tartoznak.

## FÜGGELÉK

A matematikailag érdeklődő olvasó számára levezetjük röviden a sajátidőre vonatkozó eredményeinket, amelyeket a fentiekben felhasználtunk. A rakéta  $t$  időben  $v$  sebességgel mozogjon, ahol  $v$  és  $t$  a Földről mért mennyiségeket jelentik. A rakéta sajátidejét  $\tau$ -val jelöljük. A rakétából tekintve a gyorsulás állandó, vagyis  $d\tau$  időintervallumban a sebesség a rakétából nézve  $g d\tau$ -val változik. Az Einstein-féle formula szerint tehát:

$$v + dv = \frac{v + g d\tau}{1 + \frac{vg d\tau}{c^2}} \quad \text{I.}$$

Ez a differenciálegyenlet megoldható, és kapjuk:

$$v = c \cdot \frac{1 - e^{-\frac{g \tau}{c}}}{1 + e^{-\frac{g \tau}{c}}} \quad \text{II.}$$



Az I. formulába vezessük be a  $dt = d\tau/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  időt, és akkor kapjuk:

$$v = c \cdot \frac{gt}{\sqrt{c^2 + g^2 t^2}} \quad \text{III.}$$

Az idő szerinti integrálás végrehajtása után kapjuk a megtett utat:

$$s = \int v dt = \frac{c^2}{g} (\sqrt{1 + (gt/c)^2} - 1) \quad \text{IV.}$$

III. és IV.-ből az időt eliminálhatjuk, és kapjuk:

$$s = \frac{c^2}{g} \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad \text{V.}$$

Tegyük be végül a  $\frac{v}{c}$  értéket II.-ből, akkor lesz:

$$s = \frac{c^2}{2g} (e^{g\tau/2c} - e^{-g\tau/2c}) \quad \text{VI.}$$

Az utolsó formula mutatja, hogy az út exponenciálisan nő a sajátidővel. Hogy a nagyságrendet megbecsüljük, megjegyezzük, hogy  $\frac{c}{g} \sim 1$  év,

$$\frac{c^2}{g} \sim 1 \text{ fényév} = 10^{13} \text{ km.}$$

A VI. helyett tehát közvetlen írhatjuk:

$$s^* = \frac{1}{2} c \tau^*$$

ahol  $s^*$  a távolságot fényévben,  $\tau^*$  a sajátidőt évben jelenti.

Jánossy Lajos

Egyet. Fizikai Int.  
Budapest

## A SZOVJET FIZIKA EREDMÉNYEI

### A Cserenkov-féle sugárzás

A legkülönbözőbb kutatóintézetben sok kísérleti és elméleti fizikus foglalkozik a lumineszcencia jelenségével. A 20-as évek óta rendszeres és gazdag eredményekkel járó vizsgálatokat végzett ezen a területen Vavilov, a Szovjet Tudományos Akadémia nemrég elhunyt elnöke iskolájával. E kutatások során különösen sok figyelmet szentelt szintelen folyadékok fluoreszcenciájának, több érdekes sajátosságát leírta és értelmezte.<sup>1</sup>

E vizsgálatok későbbi során, 1934-ben a leningrádi Sztjeklov-intézetben Cserenkov kb. 20 rendelkezésre álló tiszta folyadéknál azt észlelte, hogy gamma-sugárzás hatására a folyadék látható fényt bocsát ki.<sup>2</sup> A fényintenzitás kvantitatív mérésére az 1. ábrán látható fotométer szolgált. Az  $R_1$  üvegsőben rádiumpreparátum volt, az  $A$  platinahengerben levő folyadékból a fény az  $L_1, L_2$  lencsén és  $D$  diafragmán át jutott a  $K$  abszorbeáló ékre, amit vizuálisan figyeltek meg az  $L_3$  lencsén keresztül. A fotometráls úgy történik, hogy az éket addig mozgatják, amíg a fény teljesen el nem tűnik. A fény intenzitását az ék megfelelő állása jelzi.

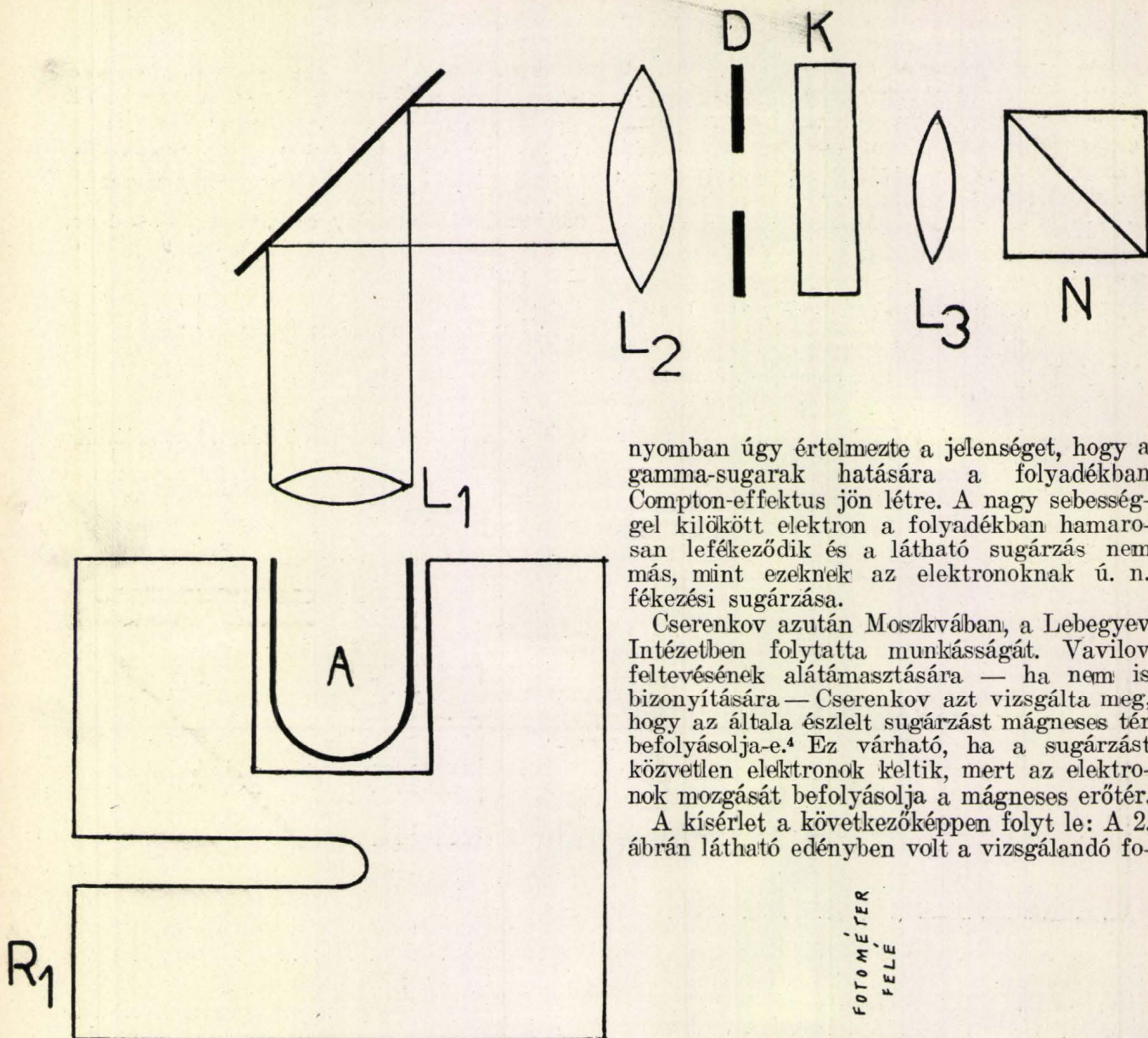
Cserenkov a rendelkezésre álló folyadékok adta fény intenzitását a különböző kémiai

összetételek ellenére 18% ingadozáson belül egyenlőnek találta. Háromszor desztillált víz is ugyanazt az intenzitást adta.

A fény gyengesége miatt spektrális eloszlását spektroszkóppal tanulmányozni nem lehetett, ezért színszűrőkkel, vizuális módszerrel vizsgálta meg. Az eredmény az volt, hogy a fény jórészt a kék-ibolya tartományba esik, és a spektrális eloszlás is független a folyadék anyagi minőségétől.

A Cserenkov által felfedezett sugárzás természete tehát lumineszcens sugarak természetétől különbözik. Ahhoz azonban, hogy egy meglehetősen gyenge és sok kísérleti körülménytől függő effektus alapján egy új jelenség létezését valaki kimondja, vagy annak alapján további következtetéseket vonjon le, igen nagy óvatosságra és körültekintésre van szükség. Cserenkov kutatásai iskolapéldául szolgálnak arra, hogy hogyan lehet egy új jelenséget körülhatárolni és részletekbe menő vizsgálatokkal sajátosságait megállapítani, végül a jelenséget egymagában tisztán előállítani. A Cserenkov-féle kísérletek eddigi és következő ismertetésével ezt a szempontot szeretnénk kihangsúlyozni.





1. ábra

A lumineszcens sugárzás ismert saját-sága, hogy jódkáli, ezüstnitrát, nitrobenzol stb. hozzáadásával ki lehet oltani. Itt a fény-intenzitás lényegesen nem változott, akár-mekkora volt is a „mérgező” anyag kon-centrációja. A viszkozitás megváltoztatása is befolyásolja a lumineszcenciát; a Cserenkov által észlelt sugárzás intenzitása a folya-dékok 100 fokig való hevítése közben, midőn a viszkozitás sokat változik, semmit nem vál-tozott.

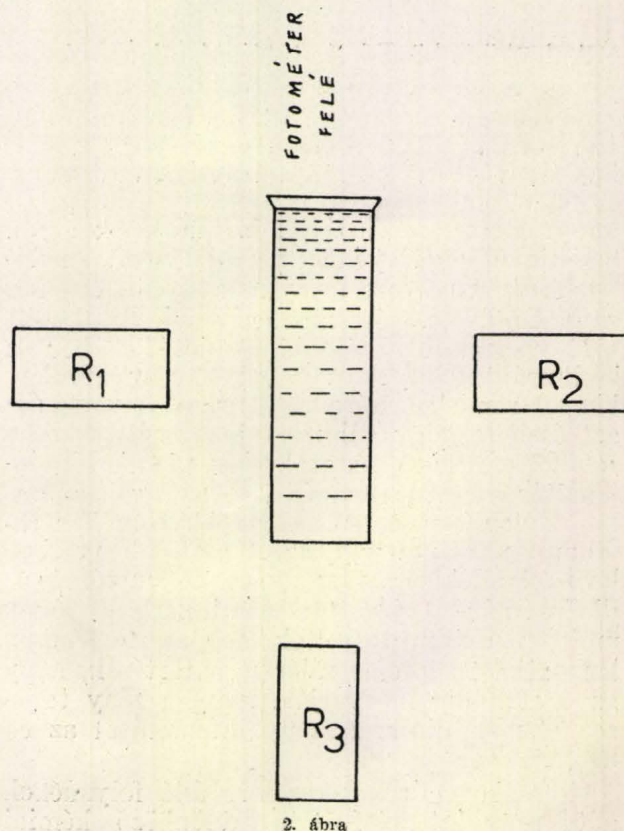
Nagyon jellemző saját-sága még a vizsgált sugárzásnak az, hogy a fény poláros: az elek-tromos vektor a beeső gamma-sugarak irá-nyával párhuzamos; a polarizáció foka annál nagyobb, minél keskenyebb a gamma-sugár-nyaláb.

A sugárzás tehát valóban nem azonosítható semmiféle lumineszcens jelenséggel. Vavilov<sup>3</sup>

nyomban úgy értelmezte a jelenséget, hogy a gamma-sugarak hatására a folyadékban Compton-effektus jön létre. A nagy sebesség-gel kilökött elektron a folyadékban hamarosan lefékeződik és a látható sugárzás nem más, mint ezeknek az elektronoknak ú. n. fékezési sugárzása.

Cserenkov azután Moszkvában, a Lebegyev Intézetben folytatta munkásságát. Vavilov feltevésének alátámasztására — ha nem is bizonyítására — Cserenkov azt vizsgálta meg, hogy az általa észlelt sugárzást mágneses tér befolyásolja-e.<sup>4</sup> Ez várható, ha a sugárzást közvetlen elektronok keltik, mert az elektro-nok mozgását befolyásolja a mágneses erőter.

A kísérlet a következőképpen folyt le: A 2. ábrán látható edényben volt a vizsgálandó fo-



2. ábra



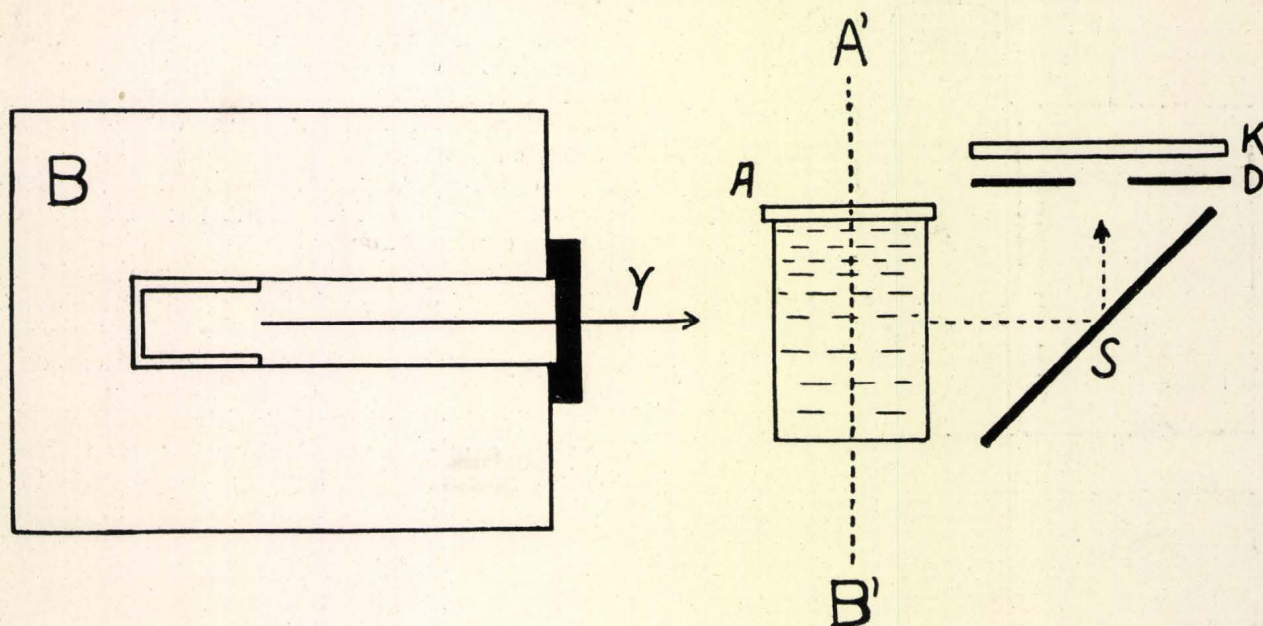
lyadék. A rádiumpreparátumot  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  helyzetben lehetett elhelyezni. Az egész elrendezés kb. 9500 Gauss erősségű homogén mágneses térben volt. A mágneses tér iránya egyszer a rajz síkjába befelé, ( $H_+$ ), egyszer a rajzból kifelé ( $H_-$ ) mutatott. Fotometrálishoz a már leírt vizuális módszert alkalmazta.

A sugárzás intenzitása az első két esetben kb. négyszeresre változik a mágneses tér irányának megváltozásakor. Ennek az effektusnak semmi nyoma sincs a lumineszcens jelenségeknél.

Az eredményekből arra lehet következtetni, hogy a tiszta folyadékok gamma-sugarak hatására való sugárzásánál a térbeli intenzitás-

eredménnyel járt: A jelenség ebben az esetben még intenzívebben jelentkezett, mint gamma-sugarakkal való besugárzás esetén. A már említett fizikai-kémiai behatások csak kb. 10–12% eltérést okoztak az intenzitásban, ez a méréshibák határain belül van. A sugárzás aszimmetriája igen élesen mutatkozott meg: 20 fokban divergáló béta-sugárnyaláb esetén kb.  $90^\circ$  nyílásszögű kúpon belül volt a fénysugár legnagyobb része. A kúp tengelye a béta-sugarak irányával esett egybe. Fénysugárzás egyáltalán nem jelentkezett az elektronok mozgásával ellenkező irányban.

Az intenzitáseloszlás aszimmetriáját Cserenkov külön mérés folyamán még behatóbban megvizsgálta,<sup>6</sup> a 3. ábrán látható kísér-



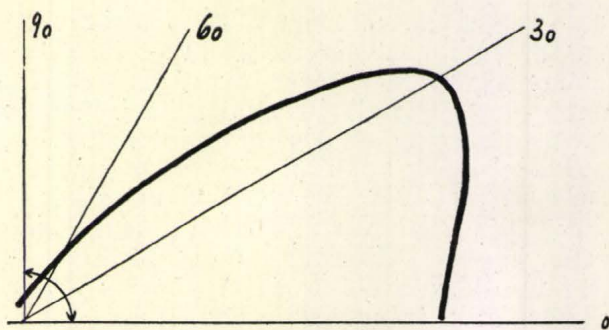
3. ábra

eloszlás aszimmetrikus. Az intenzitás főleg a Compton-elektronok mozgásának irányában előre irányul. A mágneses tér hatására egyszer felfelé, a fotométer irányában, egyszer az ellenkező irányban térülnek el az elektronok, ennek megfelelően az egyik esetben nagyobb, a másik esetben kisebb a fényintenzitás. Ez a jelenség sem függ a folyadék minőségétől.

Cserenkov az általa felfedezett sugárzás tulajdonságait tovább vizsgálva, közvetve igazolta, hogy a sugárzást nagy sebességű elektronok keltik.<sup>5</sup> Rádium béta-sugaraival bombázta a különböző folyadékokat, melyeknek vastagsága a béta-sugarak irányában 1 cm volt. Vastagabb folyadéknál a fényintenzitás növekedése a béta-sugarak mellett kibocsátott gamma-sugarak hatása lett volna, ezt kellett elkerülni: 1 cm úton a béta-sugarak gyakorlatilag teljesen lelassulnak. A kísérlet pozitív

leti elrendezés segítségével. A folyadéktartó edény (0,1–0,15 mm vastag üvegfallal, hogy saját világítása minimális legyen), a gamma-preparátum a  $B$  ólomöntvényben volt, amit az  $a$ – $b$  tengely körül forgatni lehetett. A fényt az  $S$  tükrör irányította a  $D$  diafragmán keresztül a  $K$  ékre. A  $D$  diafragma helyét úgy választotta meg, hogy annak a hengeres lencsének a fókuszvonalába essék, amelyet a folyadék képez a belülről jövő fénysugarak számára. Az elrendezés azt eredményezte, hogy főleg a gamma-sugarak irányába eső fénysugarak jutottak a diafragmára. A gamma-forrás  $a$ – $b$  tengely körüli forgatásakor a gamma-sugarak és a megfigyelt fénysugarak iránya között egy  $\delta$ -szög képződött. Cserenkov az intenzitást ennek a szögnek a függvényében vizsgálta és a 4. ábrán látható összefüggést kapta. A folyadék víz volt. A maximum kb. 30 foknál mutatkozott. Az inten-





4. ábra

zításelosztást más tiszta folyadéknál is hasonlónak találta, csak a maximumhoz tartozó szög változott. 90 foknál nagyobb  $\theta$  esetén fényintenzitás nem volt mérhető.

Az utóbbi vizsgálatok eredményével egyidőben két moszkvai elméleti fizikus, Frank és Tamm megadta a jelenség kvantitatív elméletét is.<sup>7</sup> Eredményeik teljes mértékben összhangban vannak Cserenkov tapasztalataival.

Frank és Tamm megfontolásai szerint a Cserenkov-sugárzást nem lehet egyszerűen a közegben haladó nagysebességű elektronok és atomok kölcsönhatásával magyarázni. Ez csak egy kb. négy nagyságrenddel gyengébb fénysugárzáshoz vezetne. Ellenben — mint Frank és Tamm klasszikus elektrodinamikai megfontolásokkal megmutatta — egy elektron akkor is sugároz elektromágneses hullámokat, ha egy közegben egyenletes sebességgel halad, feltéve, hogy az elektron sebessége nagyobb, mint ugyanabban a közegben a fénysebesség. A mozgó elektronnak megfelelő áramsűrűség vektora és a kibocsátott sugárzás vektorpotenciálja közötti összefüggést egy olyan differenciálegyenlet fejezi ki, melynek megoldása, ha  $v/c$  nagyobb, mint  $n$ , egy folytonosan emittált gömbhullámot ír le. ( $v$  az elektron sebessége,  $c$  a fénysebesség a közegben,  $n$  a közeg törésmutatója). Ha  $v/c < n$ ; akkor a gömbhullám amplitúdója exponenciálisan csökken. Az elméletből az is következik, hogy az elektron által a pályája mentén emittált gömbhullámok fázisa között meghatározott összefüggés van, vagyis a különböző helyeken emittált gömbhullámok koherensek. Ezért a gömbhullámok általában kioltják egymást és csak jól meghatározott irányban adnak zérustól különböző intenzitást, és pedig, mint az 5. ábra mutatja, olyan irányokban, amelyekre fennáll, hogy  $\cos \delta = c/n \cdot v = 1/\beta n$ , ahol  $\beta = v/c$ . Ez a legfontosabb eredmény, amelyet a kísérletek igazolnak, és különös elvi érdekessége az, hogy eszerint az elektron pályája mentén koherens sugárzást bocsát ki.

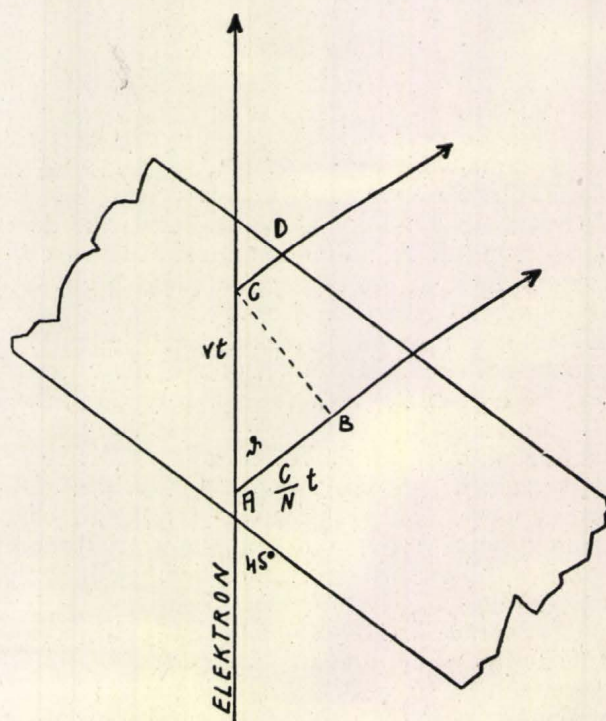
A jelenséget érdekes akusztikai analógiával világítja meg és kvantitatíve is tárgyalja Selényi Pál,<sup>8</sup> aki érdekes szempontra hívja fel még a figyelmet: ha a törésmutató  $n > 2$ , akkor elég nagy sebességgel mozgó töltések esetén a Huyghens-elv értelmében létrejöhet egy második maximum is.

Az elmondottak után Cserenkov felfedezését méltatni alig kell. Ismeretes, hogy a mai fizika egyik leglényegesebb feladata az elemi részek természetének, anyaggal és sugárzási térrel való kölcsönhatásának vizsgálata, ezek kvantitatív leírása, mechanizmusának tisztázása. Egy ilyen sajátos jelenség felfedezése és mibenlétének tisztázása volt Cserenkov munkájának gyümölcse.

A jelenség világszerte nagy érdeklődésre talált. Collins és Reiling<sup>9</sup> megismételték a kísérletet. A folyadékokat mesterségesen felgyorsított 1,9 MeV energiájú, nagyintenzitású elektronnyalábbal bombázták és a kapott effektust fényképezték. Eredményeik Cserenkov eredeti méréseivel összhangban legmesszebbmenően megerősítették Frank és Tamm elméletét.

Nézzük meg e felfedezés gyakorlati jelentőségét is, éppen az imént mondott feladat, elemi részek természetének tanulmányozására nyújtott újabb lehetőségek szempontjából.

Egyes elemi részecskék kimutatására különféle számlálók szolgálnak. Egy ilyen számlálótól azt kívánjuk, hogy jó legyen a hatásfoka, vagyis a rászó részecskéknek minél na-



5. ábra

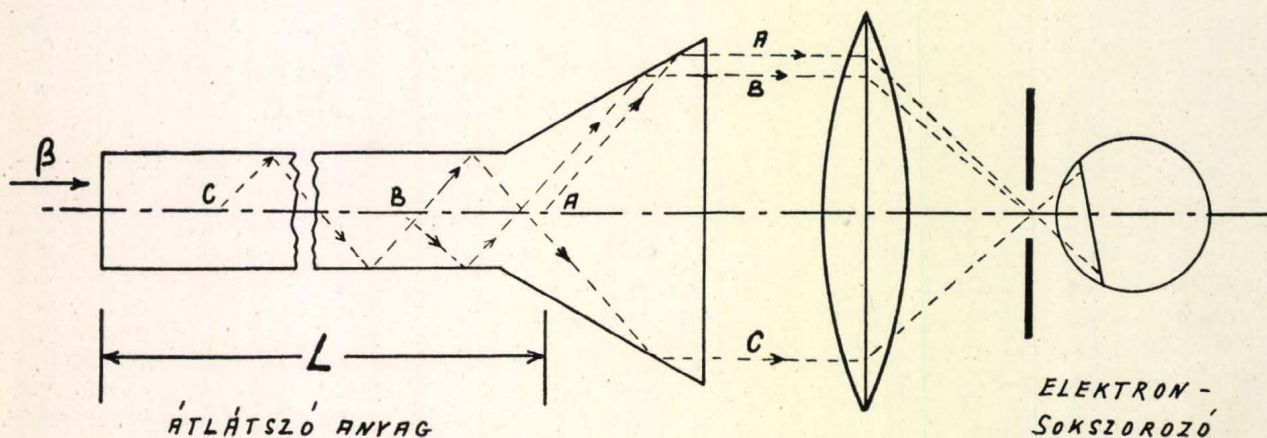


gyobb százalékát mutassa ki, továbbá nagy legyen a felbontóképessége. A Cserenkov-sugárzás arra ad lehetőséget, hogy igen nagysebességű részecskék számlálását fotonok számlálására vezessük vissza. Ennek segítségével a magfizikusok érdeklődésének közepontjában álló mezonok számlálását is fényvillanások számlálására lehet visszavezetni. Hogy ilyen módon nagy felbontóképességű számlálót lehet szerkeszteni, az nyilvánvaló. A részecske regisztrálásához szükséges fényfelvillanás addig tart, ameddig a részecske átjut azon közegen, amelyben a fényt kelti. Mivel közel fénysebességű részecskék számlálása a feladat, a fényvillanás időtartama  $10^{-9}$  sec nagyságrendű. Ami a kiváltott fény intenzitását (egy villanásban keletkező fotonok számát) illeti: az elméleti becslések szerint egy mezon 1 cm úton — megfelelően vá-

függ — mint már fentebb láttuk —, azért ez az elrendezés csak adott sebességű részeket fog számlálni. Ezzel a mezon tömegének mérésére egy, az addigiektól független — ha nem is nagyobb pontosságú — módszer kínálkozik. Mezonok impulzusát ugyanis mágneses erőterben befutott pályájukból nagy pontossággal lehet meghatározni. (Sebességük mérésére csak elég bizonytalan módszerek vannak.) Ha az impulzusmérés mellett a Cserenkov-sugárzás felhasználásával történt sebességmérést végezzük el, akkor a kettőből a mezonok tömegét ki lehet számítani.

Getting javaslatát Dicke és Jelley próbálták kísérletileg megvalósítani.

Dicke<sup>11</sup> a 6. ábrán látható számlálót betatronból nyert 20 MeV Röntgen-sugarak által keltett pozitron és elektronpárok kimutatására használta. A kísérlet pozitív eredménnyel járt,



6. ábra

lasztott közegben — mintegy 200 fotont hoz létre. Ekkora felvillanást már a mai fényérzékeny berendezésekkel, például a fényérzékeny elektronsokszorozóval biztonsággal lehet regisztrálni. Ezen felül a Cserenkov-sugárzást a mezonok igen jó hatásfokkal váltják ki, úgyhogy az ilyen irányú alkalmazása igen komoly reményekre jogosít.

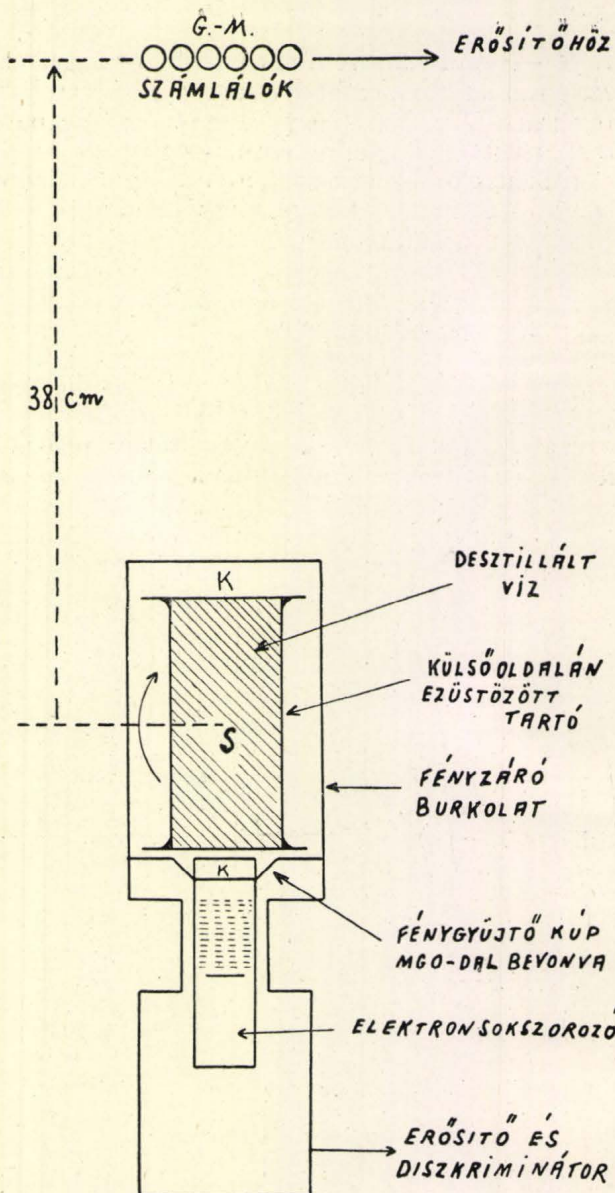
Erre vonatkozólag Getting végzett egy becslést.<sup>10</sup> Ha a mezon 20 cm utat fut be desztillált vízben, akkor összesen mintegy 4000 foton keletkezik. Ezek egy fényérzékeny elektronsokszorozó anódján kb. 0,4 Voltos impulzust adnak. Ez nagyobb, mint a zajimpulzusok közepes amplitúdója, tehát biztonsággal lehet számlálni. Alkalmas geometriával (6. ábra) el lehet azt érni, hogy csak azok a fénysugarak jussanak el az elektronsokszorozó fényérzékeny katódjára, amelyek a mezon irányához képest adott  $\delta$ -szögben haladnak. Mivel a részecskék iránya és a kibocsátott fény iránya közti  $\delta$ -szög adott törésmutató mellett csak a részecske sebességétől

az elektronsokszorozóból kapott impulzusokat kétségtelenül a Cserenkov-sugárzás okozta.

Jelley<sup>12</sup> kozmikus részecskéket számlált Cserenkov-sugárzás segítségével. A számlálóberendezés vázlatát a 7. ábrán látható. Az S edényben desztillált víz volt.

A kísérlet két részből állt: 1. Geiger—Müller-csövek és elektronsokszorozó adta impulzusok koincideneciáinak számlálása és 2. külön az elektronsokszorozó impulzusainak számlálása. A berendezés az F ponton átmenő tengely körül 180 fokkal elforgatható volt, ekkor a felfelé haladó fénysugarak okozta impulzusokat lehetett számlálni. Ez azért lényeges, mert Cserenkov-sugárzás esetén ekkor nem lehet impulzusokat várni a sugárzás iránykarakterisztikája miatt. A kísérlet igazolta a várakozást: fordított irányban lényegesen kevesebb impulzust számláltak, mint az eredeti irányban. Koincidenencia-mérésekből az adódott, hogy az impulzusok 80%-a tulajdonítható mezonoknak, a többi elektronoknak. Amikor az elektronsokszorozó koincidenenciák nél-





7. ábra

kül adott impulzusokat, akkor az impulzusok száma jól egyezett azzal, amit a felületegységre jövő ismert mezonintenzitásból ki lehet számítani.

A vázolt berendezés értéke a már említett előnyeinek (rövid impulzus, nagy sebesség) kívül a jó hatásfoka, a környezet rádióaktív szennyezése és a mezonok által magában a berendezésben létesített atommagátalakulások („csillagok”) irányi érzéketlensége.

A Cserenkov-sugárzás említett alkalmazásaival kapcsolatban még igen kevés közlemény jelent meg. A lehetőségekre rámutató ötletek leírásán túl, tudtunkkal csak a legutóbbi hónapok folyamán történtek konkrét és lényeges kísérleti vizsgálatok. Ilyen irányú vizsgálatokat a legközelebbi jövőben intézetünkben szándékozunk végezni.

Faragó Péter és Keszthelyi Lajos  
Egyet. Fizikai Int., Budapest

#### Irodalom:

1. Vavilov és Tummermann: Zeitschr. f. Physik. 54, 270, 1929.
2. Cserenkov: Dokladi, 8. 451, 1934.
3. Vavilov: Dokladi, 8. 457, 1934.
4. Cserenkov: Dokladi, 9. 413, 1936.
5. Cserenkov: Dokladi, 14. 101, 1937.
6. Cserenkov: Dokladi, 14. 105, 1937.
7. Frank és Tamm: Dokladi, 14. 109, 1937.
8. Selényi Pál: Természet és Technika, 1949. okt.
9. Selényi: Am. Journ. of Phys. 17. No. 9, 1949.
9. Reiling—Collins: Phys. Rev. 54, 499, 1938.
10. Getting: Phys. Rev. 71. 123, 1947.
11. Dicke: Phys. Rev. 71. 737, 1947.
12. Jelley: Proc. Phys. Soc. A. 64, 82, 1951.

## HIREK AZ EGYETEMI INTÉZETEKBŐL

### Készülék egyirányú rezgések eredőjének szemléltetésére

Egyirányú rezgések eredőjét szemléltető mechanikai berendezések hátránya, hogy a rezgések — és így az eredő is — csillapodók vagy nem tiszták. Ennek szerkezeti okai vannak (pl. rezgőnyelvhez erősített tükrök alkalmazása stb.).

Ezért célunk volt olyan egyszerű, mechanikai berendezést szerkeszteni, amely az említett rezgések képét csillapítás és torzítás nélkül előállítja, amellyel csak forgó alkatrészeket tartalmaz, és

működés módja kifejezi két rezgés összetételét. Emellett legyen a rezgések ernyőre vetíthető.

Célkitűzésünket a következő megoldás valósítja meg (1. ábra).

Az alap gondolat ugyanaz, mint a Lissajous-görbék szemléltetésére szolgáló készülékről írott cikkünkben:<sup>1</sup>

<sup>1</sup> P. A. B. Medgyessy: Demonstration of Lissajous figures, American Journal of Physics, Vol. 17. No. 4.



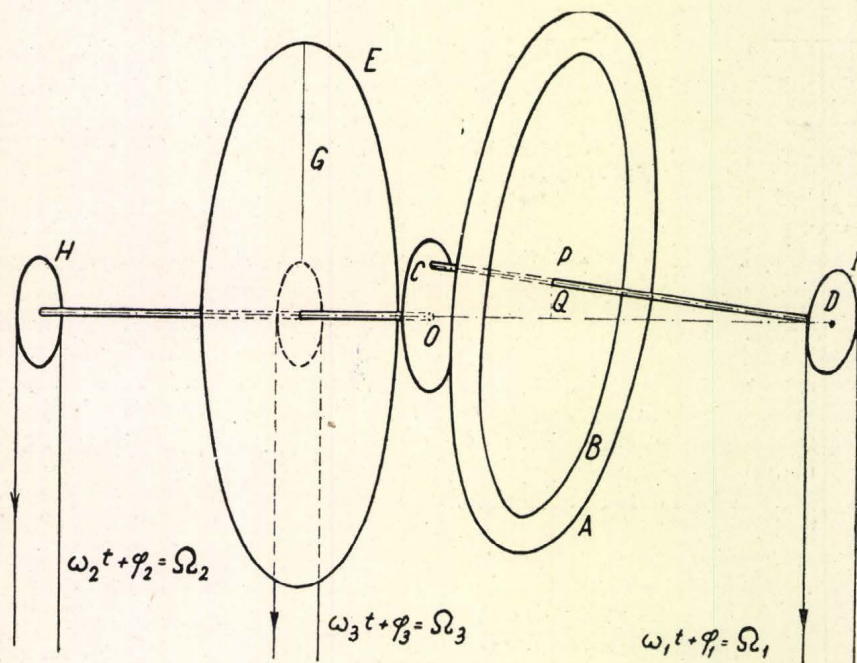
$E$  korongon  $G$  sugárirányú rés foglal helyet.  $CD$  tengely egyik vége az  $F$  kerékben excentrikusan van beágyazva, másik vége pedig  $D$  pontban, ill. úgy, hogy a tengely  $D$  pontja egy helyben marad akkor is, ha  $F$  és vele  $C$  elmozdul.

$L$ ,  $H$  és  $F$  olyan  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$  és  $\Omega_3$  elfordulási szögeinél, melyeket az 1. ábrán felvettünk.  $PQ$  az 1. ábrabeli távolság,  $PR$  a  $H$  kör excentricitása.  $QS$  megfelel a  $G$  résznek,  $S$  a  $B$  és  $G$  metszéspontja.

Analitikus geometriai úton kapjuk, hogy  $QS = a$ ,  $QP = \alpha$ ,  $PR = b$ ,  $r$  körsugár.

$$\rho \approx r + a \cos (\Omega_1 - \Omega_3) + b \cdot \cos (\Omega_2 - \Omega_3)$$
$$\rho \approx r + a \cdot \cos [(\omega_1 - \omega_3)t + (\varphi_1 - \varphi_3)] + \\ + b \cdot \cos [(\omega_2 - \omega_3)t + (\varphi_2 - \varphi_3)]$$

Látható, hogy ez egy  $r$  sugarú köríven elhelyezkedő rezgés képe, mely rezgés két harmonikus rezgés



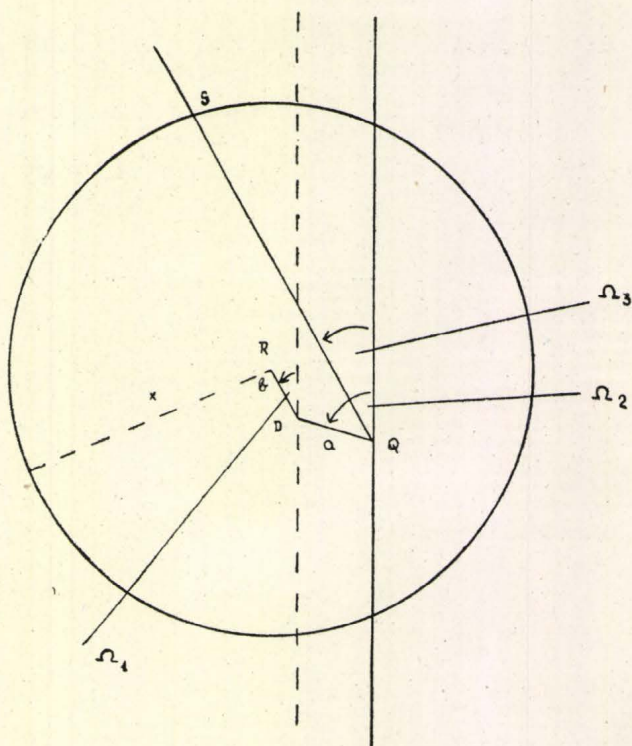
1. ábra

összege. Az általánosság megszorítása nélkül vehető  $q_3 = q_1 = 0$ ,  $q_2 = q$ , ekkor az  $r$  sugarú körön kialakuló rezgés amplitudója (a körre, mint alapvonalra vonatkoztatva):

Látjuk, hogy a  $G$  rés forgási sebessége egyszerűen levonódik. Ha a  $G$  és  $B$  metszéspontját kivetítjük, a képe az  $A$  amplitúdójú rezgést mutatja síkban széthúzva. A kép kis szakaszában a körívbe-görbítés alig látszik, ha  $r$  elég nagy.

Különböző frekvencia-arány előállítását zavarja az  $\omega_3$ . Itt előnyösebb, álló  $G$  rést alkalmazni ( $\omega_3 = 0$ ), és a rezgési képet forgótükörrel húzni szét. Differenciálmű alkalmazásával kiküszöbölhető volna  $\omega_3$  levonódása, ez azonban a mellékészletek számát növeli. Elvi beiktatása könnyen elképzelhető, lényeg hogy  $\omega_3$  automatikusan hozzáadódjék  $\omega_1$  és  $\omega_3$ -hoz, ekkor a formulában





2. ábra

$\omega_3$  kiesik. A készülék működésekor  $H$  és  $I$  közt összeköttetést kell teremteni a frekvencia-arány biztosítására (fogaskerekek megadják az  $\omega_1$  és  $\omega_2$  állandó arányát, így a frekvenciakét is). Természetesen lényeges a gyors forgás, hogy a szem, tehetetlensége folytán, elég hosszú szakaszát láthassa a metszéspont által leírt görbének. A készülék szerkesztése megengedi a zökkenőmentes gyors forgást.

Az azt a folyamatot ábrázolja, amely a résen játszódik le, függetlenül annak mozgásától, illetve pillanatnyi helyzetétől. Bevezetve a rés-elmozdulást, az idő kiesik és megkapjuk a görbe kifejezését az  $r$  sugarú körön mért távolság függvényében. Ez különben is látható, éppúgy, mint az, hogy  $\varphi$ -t a kiinduló helyzet megválasztásával állíthatjuk be.

Ha lebegések képét akarjuk, a csatolást 1:1 zsinór-áttétellel oldjuk meg,  $H$  és  $I$  közt. Forgás közben a kerekcsúsznak, vagyis a  $H$  és  $I$  közötti kiinduló fázis növekedik, azaz  $\varphi$  lassan nő és folytonos fáziseltolást kapunk. Ennek felléptét és a lebegések előállítását  $\omega_3$  elvileg nem zavarja, így a forgó rész alkalmazható. Ha csillapodó rezgéseket akarunk szemléltetni,  $H$ -t kiiktatjuk és az  $A$  korongnak forgást adunk, aztán magától megállni hagyjuk. Mozgása nyilván csillapodó, és így az álló réssel keltett rezgésekép is. Ezt ismét forgótükörrel húzzuk szét. Ha a készülék könnyen szalad, itt is alkalmazhatjuk a forgó részt.

A  $D$  pont számára megkívánt csapágyazást, valamint az  $I$  meghajtását a rendelkezésre álló eszközökkel kell esetenként megvalósítanunk. Mi az egész gépet Märklin fémépítőszekrényből építettük meg.  $CD$  tengelyt  $I$ -hez közel csapágyaztuk és rúgó vagy gumizsinór áttétellel hoztuk  $I$ -t csatlósba a többi kerékkel.  $CD$  keringő mozgásakor  $I$  ide-oda mozog, ezt azonban a nyújtható áttétel-zsinór megengedi. Az  $A$  korong méreteinek növelése az eszköz működését javítja, és nyilván kisebb sebesség is elegendő lesz, mint kis korongnál, hogy ugyanazt a képet lássuk.

Medgyessy Pál  
Kísérleti Fizikai Int.  
Debrecen.

## A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁRÓL

### Néhány középiskolai fizikai kísérlet

A középfokú fizikatanításban hasznosak a példakísérletek. Ezek olyan számszerű feladatok, melyek alkalmasak a tanult anyag begyakorlására és egyúttal kísérletileg is megvalósíthatók. A tanulók tehát a tanultakból folyó számítások eredményének helyességéről méréssel is meggyőződhetnek. Ezzel az anyag életszerűvé és élményszerűvé válik.

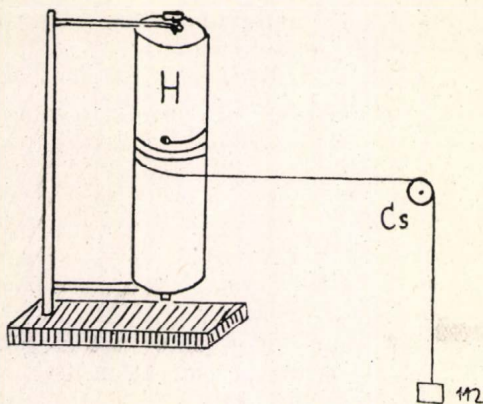
Az első két kísérlet ilyen példakísérlet a mechanikából. A többiek a fizika különböző területeire vonatkozó demonstrációs kísérletek közül választottuk ki.

#### 1. Forgó merev test mozgási energiája

Ennek a kísérletnek célja az, hogy a tehetetlenségi nyomaték fogalmát és a forgó merev test mozgási energiáját szemléletesen tegye (1. ábra).

A kísérlet lényege: A forgathatóan elhelyezett  $H$  fémhengert  $Cs$  csigán átvett cérna segítségével a lefelé eső  $m$  súly forgásba hozza. Mikor az ismert magasságból eső  $m$  súly leér a földre, a cérna elengedi a hengert. Ez tovább forog, az eső súly moz-





1. ábra. A forgó test mozgási energiájának mérése.

gásától nyert energiával, majd folyamatosan lassul a súrlódás miatt, amíg meg nem áll. Ha a henger tehetetlenségi nyomatékát ismerjük, kiszámíthatjuk, milyen sebességgel fog forogni a henger, amikor földet ér az  $m$  súly. A súly földreérkezésekor megmérjük a henger forgási sebességét és a számított és kísérleti eredmény egyezésével igazoljuk a számítás alapjául szolgáló képlet helyességét.

*A kísérleti eszköz és a kísérlet végrehajtása:* A H üres, elég vékony falú fémhenger. (Esetünkben tömege  $M=1943$  g, falvastagsága kb. 2 mm, sugara közepes értékben 4,9 cm, hossza kb. 30 cm.) A hengert két végén enyvezett lemez körlap zárja le. (Ennek tehetetlenségi nyomatéka középiskolai gyakorlatnál elhanyagolható.) A falemezek közepén két kicsiny mélyedéssel ellátott fémlemezke van, a befogó csúcsok megtámasztására. A henger befogása kicsiny súrlódású legyen. Ezért fogjuk be a hengert két csúcs közé. A hengerpalástra alkalmazott kis kiálló gömbölyűfejú csap tartja a fonalat addig, amíg a fonal feszes. Amikor a súly leér, a fonal meglazul és leesik a tartó csapról. A fonat legyen hajlékony. A Cs kissúrlódású csiga villáját állványba fogjuk. Az  $m$  egy 100 gramm súly. A súlytartó fonalat a csigán átvetve, a henger csapjára akasztjuk és a henger forgatásával a fonalat a hengerre feltekerjük, amíg a súly 100 cm magasra nem emelkedik.

Ha most a hengert elengedjük, a súly esik lefelé és a forgásba hozza a hengert. A súly földreérésekor a henger forgási sebességét stopperórával mérjük. Minthogy a körülfordulási idő elég rövid, célszerű 5–10 fordulat idejét megmérni. Tíznel több fordulatot nem mérhetünk, mert a forgás lassul. A pontos mérés céljából a hengeren egy alkotó mentén egy csíkot fényesre csiszolhatunk. Ha egy lámpa fényét rávetítjük a hengerre, akkor a tükröző csíkról a falra visszavert fényfolt körbe fog a falon járni. Kiszemeljük a fal-

egy meghatározott pontját és a körülfordulásokat mindig akkor számláljuk, amikor a kiszemelt fényfolt áthalad.

*Számítás:* Amikor az  $m$  tömegű súly  $h$  cm magasról leesik a földre, a nehézségi erő munkája

$$L = m \cdot g \cdot h.$$

Ez a munka részben a forgó henger mozgási energiájává, részben a leeső súly mozgási energiájává alakul.

A forgó henger mozgási energiája

$$E_H = \frac{1}{2} J \cdot \omega^2$$

ahol  $J$  a henger tehetetlenségi nyomatéka,  $\omega$  a henger szögsebessége (a szöget radiánokban mérve).

A súly mozgási energiája

$$E_m = \frac{1}{2} m v^2$$

ahol  $m$  a súly tömege és  $v$  a sebessége.

Tehát felírhatjuk a következő egyenletet:

$$L = E_H + E_m,$$

azaz

$$L = \frac{1}{2} J \omega^2 + \frac{1}{2} m v^2$$

Az eső súly sebessége, minthogy a fonat az  $r$  sugarú hengerről tekeredik le

$$v = r \omega.$$

Ezzel

$$L = \frac{1}{2} J \omega^2 + \frac{1}{2} m r^2 \omega^2 = \frac{\omega^2}{2} (J + m r^2)$$

Ebből  $\omega^2$  kiszámítható

$$\omega^2 = \frac{2 L}{J + m r^2}$$

A forgó henger tehetetlenségi nyomatéka

$$J = M \cdot r^2$$

ahol  $M$  a henger tömege és  $r$  a sugara.

Esetünkben  $m=100$  g,  $h=100$  cm, tehát  $L=9\,810\,000$  erg.

Továbbá  $M=1943$  g,  $r=4,9$  cm, tehát  $J=1943 \cdot 4,9^2 = 46\,651$  g/cm<sup>2</sup>.

Ugyanígy

$$m r^2 = 2401 \text{ g/cm}^2.$$

Tehát

$$\omega^2 = \frac{2 \cdot 9\,810\,000}{46\,651 + 2401} = 408,3 \text{ sec}^{-2}$$

és így a henger szögsebessége  $\omega = 20,2 \text{ sec}^{-1}$ .

Ebből kiszámíthatjuk a henger egy körülfordulásának idejét. Minthogy a henger  $\omega = 20,2$  radián szöget megtesz 1 sec alatt,



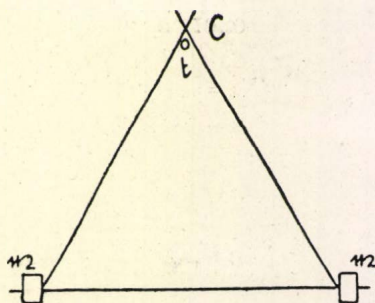
tehát egy egész körülfordulást, vagyis  $2\pi$  radián szöget megtesz.

$$t = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{6,28}{20,2} = 0,31 \text{ sec alatt}$$

A mérés eredménye ugyanezt az eredményt adja, ha nem nagy a henger súrlódása. A tanulókra, tapasztalat szerint, a gyakorlat igen meggyőző hatást tesz. Pedagógiai szempontból egyik előnye, hogy sok ismétlésre ad alkalmat.

## 2. Egyszerű példa a fizikai ingára

Három hurkapálcából vékony dróttal összekötözünk (2. ábra) egy 30 cm oldalú egyenlő-



2. ábra. Egyenlőoldalú háromszög az ingakísérlethez

oldalú háromszöget. Egyik csúcsával egy állványba fogott vízszintes kötőűre ( $t$ ) akasztjuk. (A kötőű merőleges az ábra síkjára.) Másik két csúcsára két egyenlő  $m = 50$  g tömegű súlyt szerelünk. A háromszöget a kötőtűn lengethetjük. Ennek a fizikai ingának lengési idejét könnyen kiszámíthatjuk és a számítás eredményét kísérletileg igazoljuk.

A fizikai inga lengési ideje

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{J}{Mgs}}$$

ahol  $t$  a teljes lengési idő,  $J$  az inga tehetlenségi nyomatéka,  $M$  az inga tömege,  $g$  a nehézségi gyorsulás és  $s$  a súlypontnak a felfüggesztési ponttól való távolsága.

A hurkapálcák tömege a súlyokéhoz képest elhanyagolható.

Az inga tehetlenségi nyomatéka

$$J = \sum m r^2 = 2 \cdot 50 \cdot 30^2 = 90\,000 \text{ gr cm}^2.$$

(Célszerű összehasonlítani az előző kísérletben szereplő henger tehetlenségi nyomatékával, jelezve az  $r$  jelentőségét.)

Továbbá  $M = 2 \cdot 50 = 100$  g. Az inga súlypontja a két súlyt összekötő egyenes felezőpontja, tehát a felfüggesztési ponttól való tá-

volsága az egyenlőoldalú háromszög magassága:

$$s = 30 \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} = 25,98 \text{ cm.}$$

Ezzel

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{90\,000}{100 \cdot 981 \cdot 25,98}} = 1,18 \text{ sec.}$$

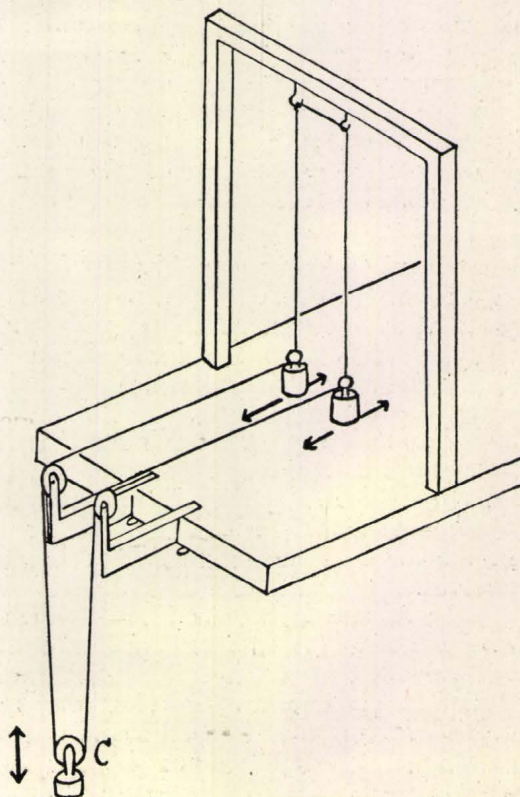
Az időt stopperórával mérjük. Legjobb 10 lengés idejét mérni.

(A lengésidő a két egyenlő  $m$  tömeg nagyságától tulajdonképpen független.)

## 3. Rezgések összetétele

Ez a kísérlet egy régebbinek célszerű módosítása (3. ábra).

Egy kb. 2 m hosszú spárta (vagy vékony acéldrót) két végére kössünk két 1 kg-os súlyt. Akasszuk fel a spártát az ábra szerint egy szilárd keretállványba csavart két csavarra. Így két inga lesz belőle. A súlyok emelésével, ill. süllyesztésével állítsuk be úgy, hogy egyenlő hosszúak legyenek. Kössünk az egyik 1 kilósra vékony cérnát, vessük át egy az asztalra erősített csigán, fűzzük át a  $C$  mozgócsigán, majd az előbbivel egyforma, asztalra erősített csigán átvetve kössük a cérna másik végét a másik 1 kg-osra. A mozgó csigára akasszuk kb. 50 g terhet.



3. ábra. Kísérleti összeállítás a rezgések összetételéhez.



a) Bármelyik ingát hozzuk lengésbe (kitérés  $l$ ). A mozgó csiga függőleges irányú rezgőmozgást fog végezni (kitérés  $l/2$ ).

b) Adjunk mindkét ingának *egyenlő* és *egyirányú*  $l$  kitérést. Indítsuk el őket egyszerre. A két egyenlő fázisú rezgés összeadódik és a mozgócsiga az előbbi amplitudó *kétszeresével* fog rezegni.

c) Adjunk most a két ingának *egyenlő nagyságú*, de *elleneső irányú* kitérést és így indítsuk el őket. Az ellenkező fázisú rezgések eredőjeképpen a mozgócsiga *nem* fog rezgőmozgást végezni, csupán egyhelyben fog forogni.

d) Hangoljuk el egymáshoz képest a két ingát a kilósok emelésével, ill. süllyesztésével. A két ingahossz különbsége legyen kb. 10 cm.

Indítsuk el őket egyenlő kitéréssel és egyenlő fázisban. A mozgócsiga eleinte nagy amplitudójú rezgést végez. Azonban a különböző ingahosszak miatt a két inga lengésideje különböző, így a két inga fázisa rövidesen eltér és a mozgócsiga kitérése egyre kisebb lesz, majd egy pillanatban megáll. Utána ismét egyre nagyobb kitérésekkel rezgésbe jön. Ez a *lebegés* ismétlődik, amíg az ingák lengése le nem csillapul.

#### 4. Felületi feszültség változása

Üvegtáblán levő víz felszínére helyezzünk óvatosan két zsilettpengét. Ha nincsenek egymástól túl messze, rövidesen egymáshoz húzódnak. Szemcsepegtetővel cseppentsünk pl. alkoholt a két összeérő zsilettpenge közé. Azonnal elszaladnak egymástól.

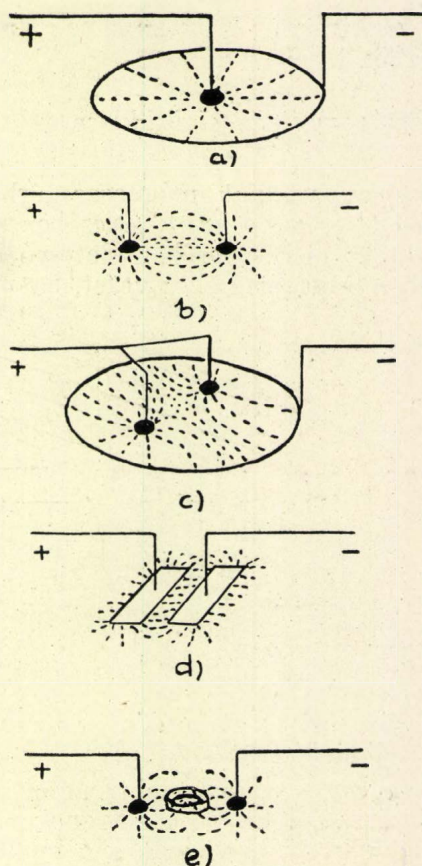
Ok: A felületi feszültség hirtelen csökkenésekor a vízmolekulák a cseppentés helyéről a nagyobb felületi feszültség felé húzódnak és magukkal viszik a pengéket.

#### 5. Elektromos erővonalak szemléltetése

A szokásos, üveglapra hintett gipszkristálykák helyett ricinusolajba kevert búzadara- (gríz) szemekkel szemléltethetjük az elektromos erővonalakat. A kísérlet már tankönyvekben is szerepel, de még nem terjedt el annyira, amennyire megérdemelné (4. ábra).

Kb. 10–15 cm átmérőjű, síkfenekű üvegtáblába öntsünk  $\frac{1}{2}$  cm magasan ricinusolajat és hintsünk rá búzadarát (ne nagyon sokat).

a) *Radiális tér.* A tál közepébe helyezett, kivezető dróttal ellátott kis fémkorongnak adjunk elektromos töltést. A tál belső falánál körbefutó drótnak adjunk ezzel ellentétes töltést. A grízszemek a sugaras erővonalak mentén helyezkednek el. (Az ábrán a tálát nem rajzoltuk le, csak a két elektródot. A középső elektród lehet egy régi kétfilléres, amelyhez kivezető drótot forrasztunk. A töltést célszerűen egy kis Holz- vagy Töppler-féle elektro-



4. ábra. Különböző tereknél az elektromos erővonalak elrendeződése más és más.

mozógéppel adhatjuk, de használhatunk megdörzsölt üveg- vagy pecsétviaszrudat is. Célszerű az egészet kivetíteni a mennyezetre, vagy tükörrel ernyőre. A kísérletek között a grízt hurkapálcával összekeverjük és egyenletesen elosztjuk.)

b) *Ellenkező töltésű testek közti tér.* Kivezető drótokkal ellátott két kis korongnak ellenkező töltést adunk. Az egyik elektródtól a másikhoz futó erővonalak jól láthatók.

c) *Egyenlő töltésű testek közti tér.* A két kis korongalakú elektród kivezető drótjait összekötjük és elektromos töltést adunk nekik. A tál belső oldalán körbefutó drótnak ellenkező töltést adunk. Az erővonalak a két középső elektród közt egymástól elhajlanak.

d) *Párhuzamos lemezek közti tér (kondenzátor).* Az elektródok most kb.  $5\text{ cm} \times 1\text{ cm} \times 0,1\text{ cm}$  méretű rézlemez, kivezető dróttal ellátva. Ellentétes töltés. Megfigyelendő a lemezek közti homogén tér és a lemezek végén az erővonalak kidomborodása.

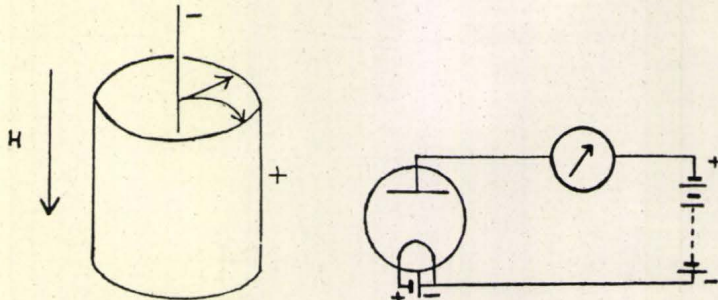
e) *Árnyékolás.* A két ellentétes töltésű korongelektród közé fémgyűrűt helyezünk. A gyűrű belsejében a daraszemek a töltés adása után is rendezetlenek maradnak (árnyékolás). A testek külső felületén az erővonalak a felületre mindig merőlegesen indulnak ki.



Más elektromos erővonalképek hasonlóan készíthetők.

### 6. Elektronpályák elgörbülése mágneses térben (Magnetron-hatás)

A katódsugaraknak mágneses térben való elgörbülését a Crookes-féle csőben szoktuk mutatni. Az elektroncsőben lefolyó jelenségek mélyebb megértéséhez vezet, ha ugyanazt



5. ábra. A magnetron hatás kimutatása.

a jelenséget az elektroncsőnél is megmutatjuk az alábbi kísérlettel (5. ábra).

Egy *hengeres anódú* elektroncsőben a negatív izzószálból kilépő elektronok a henger sugarainak irányában mennek a pozitív anód felé. Ha az elektroncsövet mágneses térbe ( $H$ ) helyezzük, amelynek erővonalai *párhuzamosak* az izzószállal, akkor az elektronok pályája meggörbül. A mágneses tér növelésével elérünk egy olyan kritikus értéket, amikor az elektronok pályája már annyira meggörbül, hogy nem is éri el az anódot. Mindaddig, amíg az elektronok eléri az anódot, van anódáram, ellenben a kritikus mágneses térerősségnél az anódáram hirtelen lecsökken.

Régi típusú elektroncsövek között találunk

hengeres anódúakat. Kapcsolás az ábra szerint. Az anódáramot a cső teljesítményének megfelelő árammérővel mérjük.

Először megmutatjuk az anódáramot, aztán egy elég nagy mágnespatkót odateszünk az elektroncsőhöz úgy, hogy sarkai közrefogják a csövet. A patkó erővonalai legyenek párhuzamosak az izzószállal és az anóddal. Amikor a patkót odavisszük az elektroncsőhöz, az anódáram lecsökken, feltéve, hogy a mágnes elég erős.

Elektromágnessel használva megmutathatjuk azt is, hogy az anódáram leesése egy határozott mágneses térerősségnél következik be.

Bernolák Kálmán  
Optikai Kutató Laboratórium  
Budapest

## Rádiópad

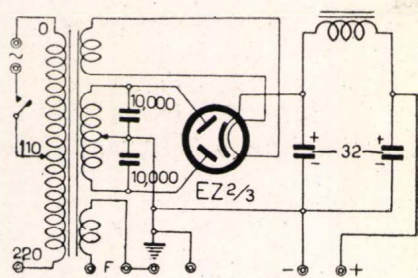
Régóta felmerült kívánság az iskolák részéről egy olyan rádiókészüléknek alkalmazása, mely iskolai viszonylatokban megfelel azoknak a problémáknak, melyek tanítás keretében előadódhatnak. Ennek az iskolarádióknak ugyanis be kellene töltenie egyrészt azt a szerepet, amit ma egy rádiótól megkövetelünk, de alkalmas kell legyen arra is, hogy vele és általa pl. pick-up erősítést végezhessünk. Továbbá nagyon jó szolgálatot tesz ez a rádió akkor is, ha alkalmas a keskenyfilm-vetítő gépek erősítő berendezésének pótlására. Ha most még egy olyan keretbe tudjuk ezt az iskolarádiót felépíteni, amely mindezekben a

feladatokon túl, még a rádiótechnikai oktatás szolgálatába is állítható, tehát megmutathatjuk és elvégezhetjük egy rádió felépítését egy megfelelő kapcsolási rajz segítségével, továbbá bemutathatjuk az alacsony- és magasfrekvenciás rezgések keletkezését, a mikrofonerősítést, a hangolást, a hullámmérők alapelvét, akkor tulajdonképpen megoldottuk, legalábbis legnagyobb részben, azokat a felmerülő kívánságokat, melyek az oktatás vagy nevelés keretében ezzel kapcsolatban felmerülhetnek.

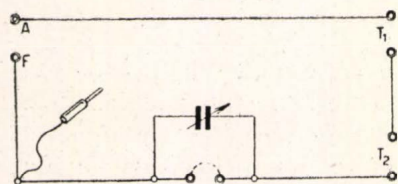
Mielőtt részletekbe bocsátkoznánk, a fent elsorolt okon kívül számba kell vennünk még



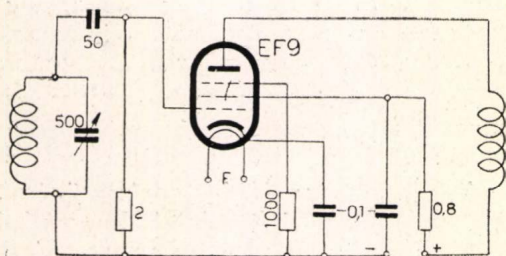
azt a készülékünknek nem megvetendő előnyét, hogy így minden tanító, sőt a tanulók legnagyobb része is az alkotás gyönyörűségéhez jut közelebb a munkáltatás és a munkáltató tanítás révén. A készülék több egységből áll, a megfelelő egységet egy „szánkó” segítségével tolhatjuk a többi egységhez. Egyetlen fix pont az egész készülékben az egyenirányító, amely természetesen minden összeállításához szükséges.



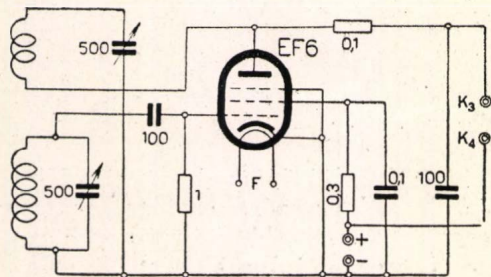
1. ábra



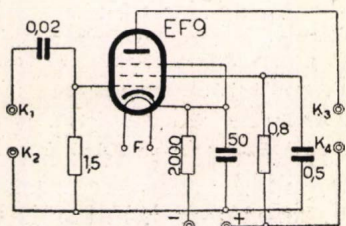
2. ábra



3. ábra



4. ábra

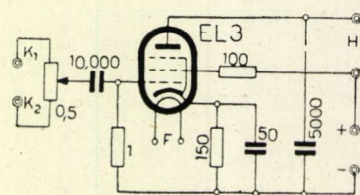


5. ábra

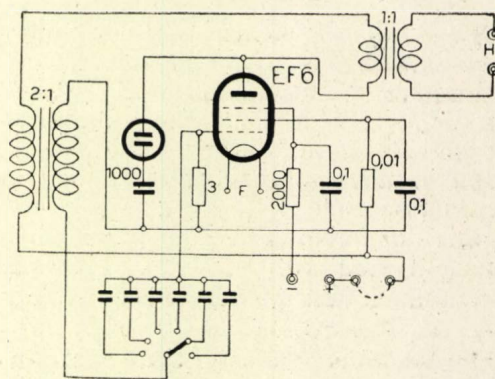
Készülékünket az alábbiakban ismertetjük:

a) A készülék főbb részei:

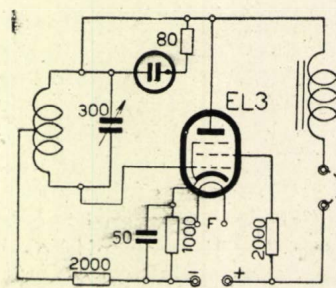
1. Egyenirányító (1. ábra).
2. Antennakör (2. ábra).
3. A nagyfrekvenciájú erősítő (3. ábra).
4. Audionkör visszacsatolóval (4. ábra).
5. Előerősítők (5. ábra).
6. Végerősítő (6. ábra).
7. Kisfrekvenciájú gerjesztőkör (7. ábra).
8. Nagyfrekvenciájú gerjesztőkör (8. ábra).
9. Hangszóró.
10. Szívőkörös hullámmérő, mely detektoros vevőként is használható (9. ábra).



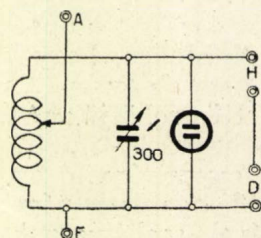
6. ábra



7. ábra



8. ábra



9. ábra



- b) *A készülék egységeiből összeállíthatók:*
1. 2+1 lámpás középhullámú (esetleg rövidhullámú) vevő.
  2. 3+1 lámpás középhullámú (esetleg rövidhullámú) vevő, nagyfrekvenciás erősítővel.
  3. Hangerősítő berendezés (1—2 előerősítő, végerősítő és megfelelő mikrofon használatával).
  4. Gramofonerősítésre 1—2 előerősítő és végerősítő bekapcsolásával.
  5. Hangosfilm erősítőként 2 előerősítő és végerősítő bekapcsolásával (rádió hangosfilm alapon).
  6. Kisfrekvenciájú gerjesztőkör annak bemutatására, hogy az elektroncsővel nemcsak rádiófrekvenciás rezgések, hanem alacsony frekvenciájú rezgések is gerjeszthetők a hallhatóság felső határától az alsó határig, sőt azon alul, másodpercenként egy vagy akár kétmásodpercenként egy rezgésig.
  7. Csőbűgő-berendezés morse adás-vétel gyakorlására.
  8. Nagyfrekvenciájú gerjesztőkör, a rádiófrekvenciás rezgések keltésének, a hangolás mibenlétének, a csatolás változtatásának, az elektromágneses erőter hatásainak, a műantennába, vagy nyílt antennába történő kisugárzás mibenlétének szemléltetésére (antennamoduláció).
  9. Hullámmérés eszközlése a szívóköörös hullámmérővel.
  10. Detektoros készülék Bp. I. vételére és a nagyfrekvenciájú gerjesztő antennamodulációjának vételére.

A megfelelő kapcsolási rajzok alapján ezen készülékeket az előbbiek szerint könnyen összeállíthatjuk:

1. A 2+1-es készülék összeállítása: Az antennakört az egyenirányító padra toljuk, az antennát az „A”, az antennakör lengő dugaszát, az egyenirányító földelő hüvelyébe dugjuk (lásd a rajzon). Az antennatekerceset a „T1”, a rövid zárókengyelt a „T2” dugóba dugjuk. Ezután az audionkört toljuk az egyenirányító padra, egészen az antennakörig. A két egység között semmiféle kapcsolást létesíteni nem kell, azok tekeresei induktíve csatolódnak. Most a végerősítő egységet toljuk fel az egyenirányító padra. Az audionkör és végerősítő között kettős dugóval létesítünk összeköttetést olyképpen, hogy az audion  $K_1$  és  $K_2$  jelzésű kettős hüvelyt a végerősítő  $K_1$  és  $K_2$  hüvellyel összekötjük. Azután a hangszóró dugóját helyezzük a  $K_1$  és  $K_2$  kettős hüvelybe. Az egyenirányító kapcsolóját bekapcsoljuk. A hangerőt a végerősítő egység potenciométerével szabályozzuk. Az antenna és az audion ráctekercese közötti csatolást a

két egység közötti távolság változtatásával növelhetjük vagy csökkenthetjük.

2. 3+1 lámpás készülék összeállítása azonos az előzőével, csupán a nagyfrekvenciájú erősítő egységet kell az antennakör és az audionkör közé iktatni, úgy hogy a végerősítőt és az audiont az egyenirányító padról levesszük, a nagyfrekvenciájú kör feltolása után újból visszahelyezzük, a nagyfrekvenciájú erősítőkör és az audionkör között az erősítőkör anódközi tekerese és az audion ráctekercse létesít induktív csatolást. A csatolás mértéke a két egység közötti távolság növelésével vagy csökkentésével változtatható. A többi leadóállomás a két forgókon-denzátor párhuzamos elforgatásával állítható be.

3. Hangerősítő berendezés: Az egyenirányító padra az előerősítőt és a végerősítőt helyezzük kettős dugóval összekötve. Az előerősítő  $K_2$  és  $K_1$  hüvelyébe egy kristálmikrofon végeit dugjuk be. A hangszóró zsinórját meghosszabbítva, azt a mikrofонтól távol helyezzük el (szabadban vagy nagyobb teremben). A kívánt hangerőt a végerősítő potenciométerével állítjuk be.

4. Gramofon erősítésre ugyancsak az előerősítőt és végerősítőt használjuk, azzal a különbséggel, hogy a mikrofon helyébe a pic-up dugót dugjuk.

5. Filmhangerősítésnél a végerősítő elé két előerősítőt teszünk, kettős dugaszokkal összekapcsolva. Az első előerősítő  $K_2$  és  $K_1$  hüvelyébe fotocella vezetéke végeit kapcsoljuk. A hangerőt itt is a végerősítő potenciométerével állítjuk be.

6. A kisfrekvenciájú gerjesztőkört az egyenirányító padra tesszük. A hangszórót a „hangszóró” „H” hüvelybe dugjuk. A kapcsológomb forgatásával különböző kapacitású kondenzátorokat kapcsolunk a rezgőkörbe, s ezzel a rezgések szaporodását változtatjuk. A villócső (glimmlámpa) villanásai a rezgéseket mutatják, míg azok össze nem folynak és folyamatos hangot, illetve fényt nem adnak (10. ábra).

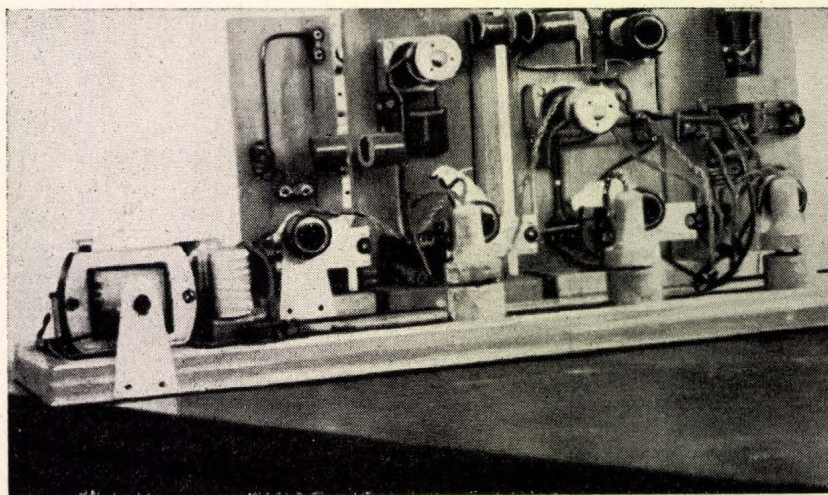
7. A kisfrekvenciájú gerjesztőkör  $K_1$  és  $K_2$  hüvelyeinél a hangszóróvezetéket megszakítjuk s azzal egy morsebillentyűt sorba kapcsolunk. Így morsezni tudunk.

8. A nagyfrekvenciájú gerjesztőkört az egyenirányító padra helyezzük és bekapcsoljuk. A cső bemelegedése után a villócső is kigyullad, jelezve, hogy a gerjesztőkör rezgésben van. A kondenzátor forgatásával látszólag semmi változás nem történik. A villócső állandóan világít. A kondenzátor forgatásával a rezgőkör frekvenciáját, azaz a hullámhosszat változtatjuk. A rezgéseket kimutathatjuk egy Hertz f. rezonátorral, mikor is ezen rezonátorba kapcsolt izzólámpa drótkörét a ger-



jesztőkör tekercséhez közelítjük, úgyhogy azok síkjai párhuzamosak legyenek. A tekercs elektromágneses erőtere oly erős nagyfrekvenciájú áramot indukál a lámpa drótkörébe, hogy a lámpa izzásba jön.

rezgésszáma, illetve hullámhossza megállapítható, ha előzetesen a különböző rádióállator ide-oda mozgatásával kell a hullámmérőt mások segítségével egy grafikont szerkesztünk.



10. ábra

9. A szívókörös hullámmérőt nem kell az egyenirányító padra helyezni, hanem kézben tartva annak tekercsét a nagyfrekvenciájú gerjesztőkör tekercséhez közelítjük úgy, hogy a két tekercs síkja egymással párhuzamos legyen. A hullámmérő kondenzátorát lassan forgatjuk, míg a villócső kigyullad. A hullámmérő tekercsét lassan távolítva, a kondenzátora legélesebbre hangolni. A hullámmérő skáláján leolvasott szám alapján a gerjesztőkör

10. Ha a szívókörös hullámmérőből a villócsövet kivesszük és a megjelölt hüvelyekbe detektort és fejhallgatót dugunk, az antenna és föld bekapcsolása után a készülék mint detektoros vevő használható.

Borsányi József és Koczás Gyula  
4. sz. Építőipari Technikum  
Budapest

## Egyszerű kísérletek

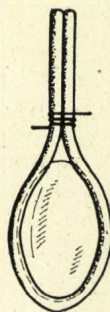
Az alábbiakban néhány egyszerű kísérleti összeállításról van szó, amelyeket főleg a középfokú fizikatanításban, részben azonban az általános iskolában is használhatunk.

A) Optikai eszközök a lencsék képalkotásához, mikroszkóp- és távcsőmodellek összeállításához. E kísérletek ismeretesek, ezért a kísérleti eljárást nem írjuk le, csupán az eszközök elkészítési módját és a kísérletechnikai problémákat részletezzük.

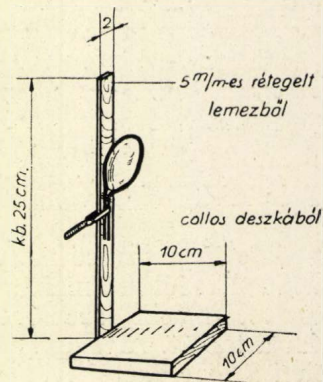
A felhasznált lencsék régi típusú, ovális „cvikker-lencsék” (3–4 és 6–7 dioptriás domború és 6–7 dioptriás homorú lencsék), amelyek nagyobb optikai üzletekben igen olcsón kaphatók.

A lencsék foglalata (1 ábra) kb. 20 cm hosszú, hosszában kettévágott gumicső. A gumifoglatat a lencsét leesés esetén a törés-

től megóvjá. A lencse ruhaszáritó csipesszel erősíthető fel egy egyszerű faállványra (2. ábra) a kívánt magasságban. — A 3. ábra egy



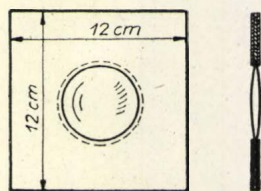
1. ábra.



2. ábra.



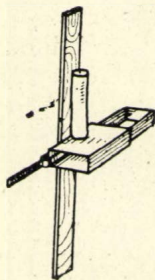
másik lencsefoglatot mutat be. Ennél az eljárásnál a lencsét háromrétegű kartonlemez közé szorítjuk, amelyeken a lencsének megfelelő nyílások vannak. A két szélső kartonon levő nyílások valamivel kisebbek a lencsénél és így megakadályozzák a lencse kiesését. Az



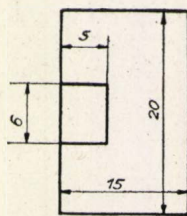
3. ábra.

ábra előlnézetben és oldalmetszetben mutatja a lencsefoglatot. A foglat jól kezelhető és a fenti állványra ruhaszáritó csipesszel könnyen felerősíthető.

A képalakításhoz *fényforrásnak* gyufaskatulyára ragasztott gyertyát használhatunk; ennek izzó kanóca szolgálhat különben tárgyként a mikroszkóp-modell számára is. A gyufaskatulya oldalapjánál fogva ruhaszáritó csipesszel erősíthető fel ugyanolyan állványra, mint a lencse. (4. ábra.)



4. ábra.

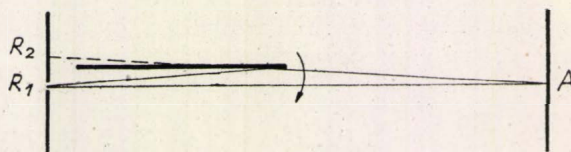


5. ábra.

Az *ernyő* (5. ábra) fehér írópapírral bevont kartonlap, a  $6 \times 5 \text{ cm}^2$ -es felületdarab átlátszó papírból van. Az átlátszó ernyő jó szolgálatot tesz sok esetben, pl. a mikroszkóp tárgyalásánál, ha az objektív által létrehozott képet ezen fogjuk fel és erre állítjuk be az okulárként használt másik lencsét. Az ernyő ugyancsak ruhaszáritó csipesszel erősíthető fel az állványra.

A fenti fókusz távolságú lencsék Galilei- és Kepler-távcső előállítását egyaránt lehetővé teszik. Távcső tárgyalásánál a „tárgy” a táblára rajzolt 4–5 vízszintes vonal (pl. piros, fehér, (kék, zöld vonalak). A tanuló rögtön látja, hogy egyenes vagy fordított állású képet kap és a távcső nagyítását is megállapíthatja, ha félszemmel a távcsőmodellen keresztül, másik szemével pedig közvetlenül nézi a táblát. A távcső tárgyalásánál szükségtelen a lencséket állványokra szerelni, azokat a tanulók kézben foghatják.

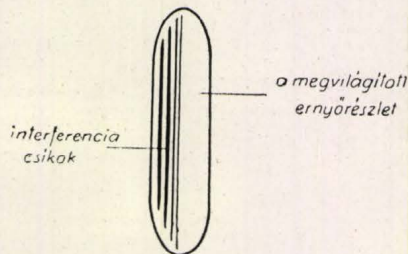
B) *Fényinterferencia egyetlen tükörrel.*  
A berendezést a 6. ábra mutatja be felülné-



6. ábra.

zetben. Az ernyő A. pontjában két koherens fénysugár találkozik: az egyik az  $R_1$  részből közvetlenül jut A-ba, a másik pedig a tükörről visszaverődve (mintha  $R_2$ -ből,  $R_1$  virtuális képéből jönne). Az útkülönbségnek megfelelően A-ban sötét vagy világos csíkot kapunk, A berendezés hullámhossz mérésére is alkalmas.

A kísérlet végrehajtásánál a következőkre kell vigyáznunk: a résszélesség  $0,2 \text{ mm}$ -nél (két gilette-penge vastagsága) nagyobb ne legyen. A rés párhuzamos legyen a tükör síkjával. A tükröt hozzuk közel a réshez, úgy, hogy szemünket az ernyő helyére helyezve, a rést és virtuális képét csaknem teljesen egymás mellett lássuk (párhuzamosan!). Közöttük tízed mm nagyságrendű távolság legyen csupán. — A jelenség akkor szép, ha a csíkok az ernyőn beleesnek az ernyőnek a réssel megvilágított részébe (7. ábra). Hogy ezt el-



7. ábra.

érhessük, a tükröt igen kis mértékben az ábrán feltüntetett nyíl irányába forgassuk. A fénysugarak erősen sűrűlődvé essenek a tükörre!

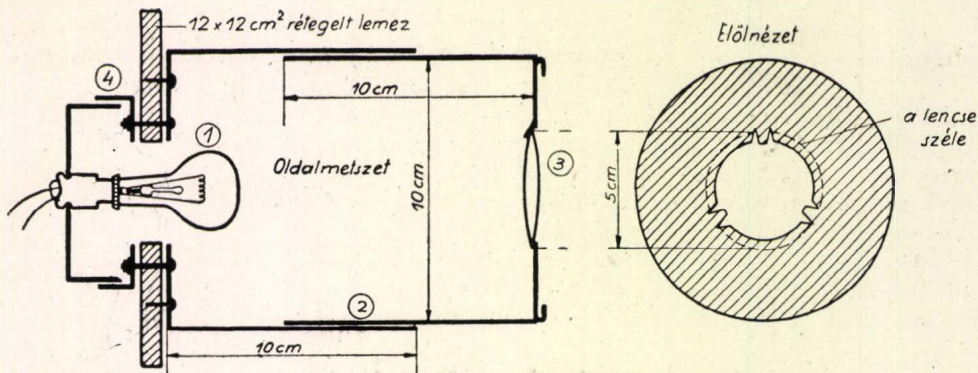
A 8. ábra az interferencia kísérletnél használt fényforrást mutatja be, amelyet különben számos más kísérletnél is jól használhatunk.

A konzervdoboz oldalán fedésbe hozható kör alakú nyílások vannak. Ezeken át szellőzik a lámpa, de ezeken a nyílásokon át a „rés-lámpa” mint „pontvetítő”-lámpa is használható. — A lencse elé különböző diafragmákat is helyezhetünk, ezek tartására valók a dobozra forrasztott kampók.

A rést a 9. ábra mutatja be.

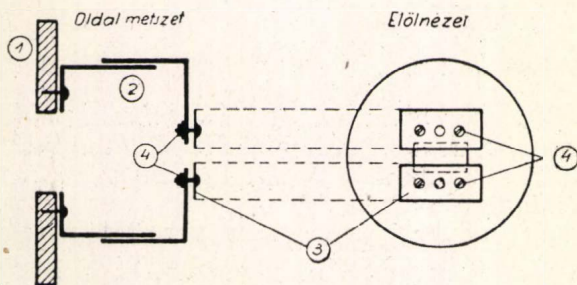
A doboz külső részének forgatásával a rést elforgathatjuk. A résszélességet jól beállíthatjuk, ha a pengék közé egy vagy több pen-





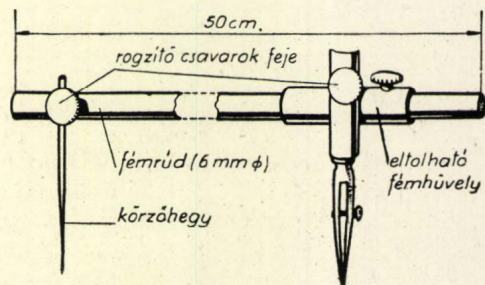
8. ábra.

1. Izzólámpa egyetlen spirállal. 2. Egymásba tolható konzervdobozok. 3. Kb. 5 cm fókusztávolságú, 5 cm átmérőjű lencse. 4. Púderos doboz; külső része a rétegelt lemezre erősítve, a lámpafoglalat a belső részre szerelve. Utóbbinak forgatásával elforgathatjuk a lámpát.



9. ábra.

1. Kb. 10x10 cm<sup>2</sup> rétegelt lemez. 2. Púderos doboz. 3. Gilette-pengék. 4. Összekötő anyáscsavarok a pengék felerősítéséhez.



11. ábra.

gét teszünk, így 0,1 mm, 0,2 mm stb. résszélességeket érhetünk el.

A lámpa, rés, tükrös ruhaszáritó csipeszekkel a fentebb leírt faállványokra erősíthető. — A berendezéssel különben számos fényelhajlás-jelenség is bemutatható (fényelhajlás résen, pengén, tűn stb.).

C) *Interferencia-modell.* Rajzoljunk rajzlapra koncentrikus félgyűrűket a 10. ábra szerint (kb. 40 fekete és 40 fehér gyűrűt). A fehér és fekete gyűrűk szélessége egyaránt

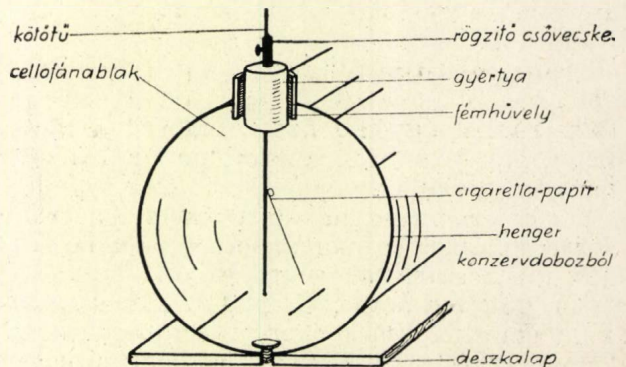


10. ábra.

0,5 cm. A rajzot tussal készítsük el. A rajz elkészítéséhez a közönséges körző rövid. Finomabb körzőkészletekben vannak hosszabbítók, ilyen meghosszabbított körzővel elkészíthetjük a rajzot. Ha ilyen készlet nem áll rendelkezésünkre, akkor a 11. ábra szerint készíthetünk magunknak „körzőt”, amellyel azután 50 cm sugarú köröket is rajzolhatunk. Az elkészített ábráról készítsünk 6x9-es filmre fényképfelvételt, majd erről két másolatot.

Mindkét gyűrűsereg hullámokat, pl. víz-hullámokat modellizál. A fekete csíkok pl. a

hullámhegyeknek, a fehérek a hullámvölgyeknek felelnek meg. Helyezzük egymásra a két másolatot úgy, hogy a gyűrűk teljesen fedjék egymást: fekete gyűrű feketét, fehér gyűrű fehéret takarjon, azaz a „hullámok” kiindulópontjai essenek össze. Eltolva egymáshoz képest a két gyűrűsereget, bizonyos irányokban a sötét csíkok világosakkal, azaz „hegyek völgyekkel” kerülnek fedésbe, bizonyos irányokban viszont hegy hegyvel, völgy völgyvel kerül fedésbe. Az előbbi irányokban a két hullám „kioltja” egymást, az utóbbi irányokban viszont „erősítik” egymást. A gyengítési és erősítési helyek hiperbolákon foglalnak helyet, amelyeknek gyújtópontjai a hullámkiindulási pontok. Mennél inkább eltoljuk egymáshoz képest a két gyűrűsereget, annál

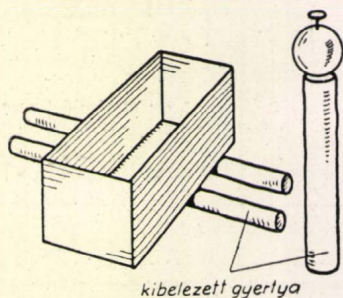


12. ábra.



sűrűbben jelentkeznek a kioltási és erősítési irányok.

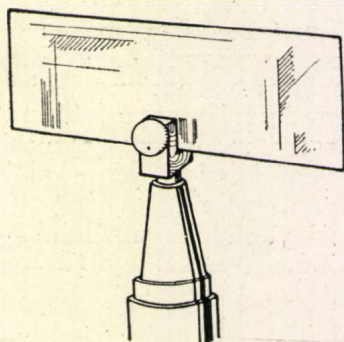
D) *Egy-két gondolat elektrosztatikus kísérletekkel kapcsolatban.* A 12. ábrán bemutatott konzervdobozos elektroszkóp elég érzékeny. Az elektromosság sűrűségeloszlását a lapokon, éleken, csúcsokon pl. igen szépen mutathatjuk vele. Ehhez a kísérlethez használhatunk közönséges, felül nyitott bádogdobozt, amit gyertyákra helyezünk (13. ábra).



13. ábra.

Próbagömbünk pedig kb. 1 cm átmérőjű fa- vagy parafagolyó, esetleg pingpong-labda, amelyeknek a felületét valamilyen módon vezetővé tesszük. Ez történhet úgy, hogy igen puha ceruzával begrafitozzuk a felületet, vagy pedig a golyót ragasztóanyaggal bekenve, alumínium-porban meghempergetjük.

E) *Forgótükör.* Mindazon kísérletekhez, amelyeknél forgótükörre van szükség, a gyári forgótükört pótolhatjuk egyetlen tükörlappal, amelyet kézi fúrógéppel (amerikáner) forgatunk meg (14. ábra). — Egy tükörlap helyett



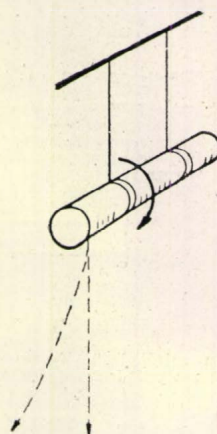
14. ábra.

célszerű két egyenlő nagy tükörlapot használni, amelyeket fonsorozott oldalukkal egymáshoz illesztünk.

Az amerikánert különben sikerrel használhatjuk számos oly kísérletnél is, amelyhez különben centrifuga gépet használnánk.

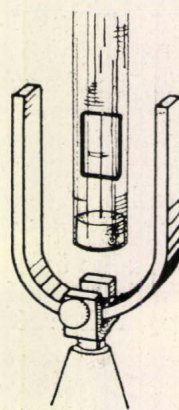
F) *Magnus-hatás.* Rajzlapból készítsünk kb. 9 cm átmérőjű hengert és ezt ejtsük le kb. 3 m magasságból. Eséskor a henger kettős cérnafonálon gördüljön le. A henger nem

függőlegesen esik le, hanem a függőlegestől a 15. ábra szerint eltér.



15. ábra.

G) *Forgómágneses terű (aszinkron) motor modellje.* A 16. ábra részletes útmutatást nyújt a berendezés összeállításához. A zárt alumíniumkeret kb. 5 cm hosszú varrótű hegyén könnyen foroghat. A varrótűt parafadugó tartja az üvegesőben, amelyet felső részén valamilyen állványba fogunk. A mágnespatkót ugyanabba a szorítóba fogjuk, amelyet fentebb a forgótükörnél használtunk és centri-

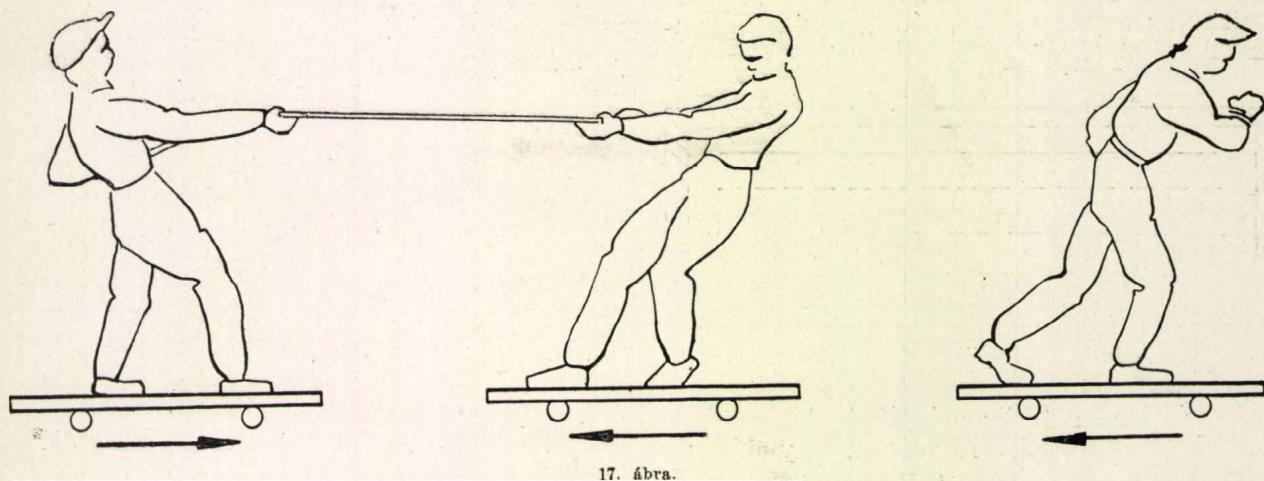


16. ábra.

fugagéppel vagy amerikánerrel megforgatjuk. A patkó forgatásakor az alumíniumkeret a tű hegyén ugyanolyan irányban forogni kezd. A kísérlet annál jobban megy, mennél erősebb a mágnespatkó és mennél kisebb a súrlódás a tű hegyénél. — Az alumíniumkeretet 1,5—2 mm vastag lemezből vágjuk ki, a csík szélessége kb. 5 mm. Meghajlítás után a csík végeit szegecsekkel erősítjük össze.

H) A *III. mozgástörvénnyel* kapcsolatban a különböző mechanikákban számos kísérletet találunk. Ezek közül néhányat könnyen guruló kocsikkal végeznek el. A kocsik elkészítése költséges, pótolhatjuk azonban a kocsikat szekrényekből kiszedett hosszú és széles





17. ábra.

deszkapocokkal, amelyek alá görgőknek seprőnyelet helyezünk (17. ábra).

1. kísérlet. Ha a kötélt egyik végét húzzuk, a „kocsik” egymás felé gördülnek.

2. kísérlet. Ha a kötélt helyet rudat használunk és a rúd egyik végétől ellökjük ma-

gunkat, akkor a „kocsik” távolodnak egymástól.

3. kísérlet. Ha a „kocsin” elindulunk, a „kocsi” ellenkező irányban mozdul el.

*Tarján Imre*

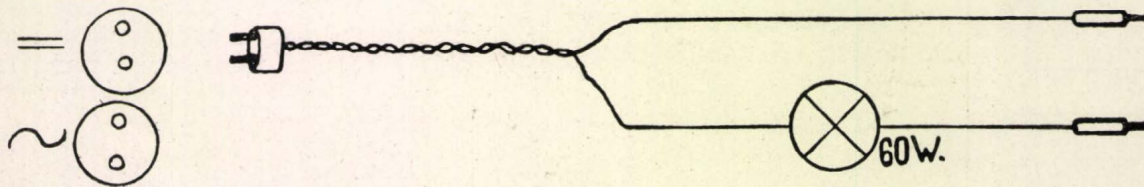
Egyet. Orvosi Fizikai Intézet  
Budapest.

## Vegyes kísérletek

1. Rendkívül szemléletes és igen egyszerűen elvégezhető kísérlettel bemutathatjuk a váltóáram jellegét. A kísérlet a következő: Konyhasó vizes oldata és fenolftalein alkoholos oldata, vagy pedig keményítőpép és jódkáli vizes oldatába áztassunk be vászondarabot és azt horganyozott vaslemezre tegyük rá.

kapunk. Tanácsosabb az utóbbit elvégezni, mert a keletkezett sötét vonal messziről is jól látható. A jelenség magyarázata az, hogy az anódon jód válik ki s ennek legcsekélyebb mennyisége a keményítővel egyesülve, azt ibolyaszínűre festi.

Most kapcsoljuk összeállításunkat váltó-



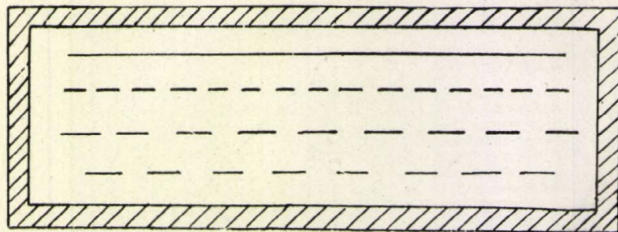
1. ábra

Ezután kb. 40–60 wattos izzón keresztül vezessünk egyenáramot (1. ábra) úgy, hogy a negatív pólust a lemezzel kötjük össze, a pozitív pólushoz kapcsolt banándugót pedig húzzuk végig a vásznon. Azt fogjuk tapasztalni, hogy fenolftalein esetében piros, jódkáli esetében sötét ibolyaszínű, folytonos vonalat

áramhoz, akkor a vásznon szaggatott vonalak jelennek meg, mert színeződés csak akkor történik, amikor a rajzoló pólus az anód. Ha mind a két pólushoz banándugót kapcsolunk, azokat összekötjük s velük két párhuzamos vonalat húzunk, akkor a két sor vonalkái között eltolódást fogunk tapasztalni. Az egyik



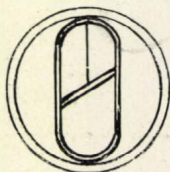
vonalkái a másik hézagai közé esnek, mert amikor az egyik pólus anód, a másik ugyanakkor katód (2. ábra).



2. ábra

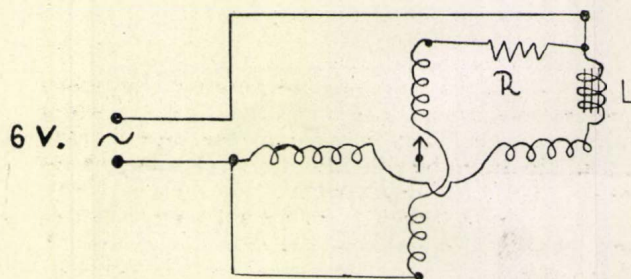
A váltóáram frekvenciáját is kimutathatjuk kísérletünkkel. A vonalat úgy húzzuk, hogy kezdete és vége egybeessen a másodpercre beállított metronom két egymásután következő ütésével. Ha ezt eléggé begyakoroljuk, nagyon jól megközelítjük az 50-et.

2. *Forgó mágnes tér bemutatása.* Készítsünk két lapos tekercset, lehetőleg különböző színű drótból. A tekercsek menetszáma 100, 0,5 mm-es vörösréz huzalból 10 cm-es átmérővel. A két tekercset illesszük egymásba, síkjuk 90 fokos szöget zárjon be (3. ábra). A motor



3. ábra

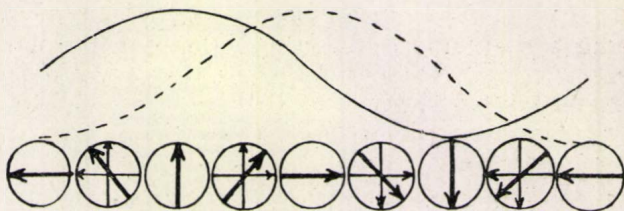
forgó része tűhegyén forgó vaspálca, vagy ébresztőóra acélsengője. A két tekercset kössük párhuzamosan, az egyikbe ellenálláson, a másikba pedig önindukción keresztül vezessük az áramot (4. ábra). Ha az áramerősséget mind a két tekercsben egyenlő erőre szabá-



4. ábra

lyozzuk, mivel az önindukción fáziseltolódás keletkezik, a tekercsben más-más fázisú áram halad és a rotor forogni kezd. Vezessük be az egyfázisú áramot a tekercsbe külön-külön, akkor láthatják a tanulók, hogy a tű a tekercs síkjára merőlegesen helyezkedik el. Ha sorba kötjük a tekercseket, akkor a pálca az egyenlő

áramerősségek hatására  $45^\circ$  alatt áll be. Ezután megrajzoljuk a két tekercsben folyó áram görbét (5. ábra) és  $1/8$ -ad periódusonként megjelöljük a pálca helyzetét. A tanulók

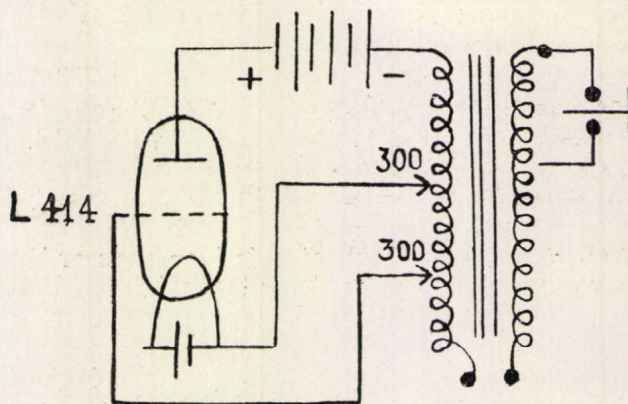


5. ábra

látják, hogy teljes periódus lefolyása alatt a mágnes tér egy teljes körülfordulást végzett a tekercsek között levő vaspalcát magával vitte.

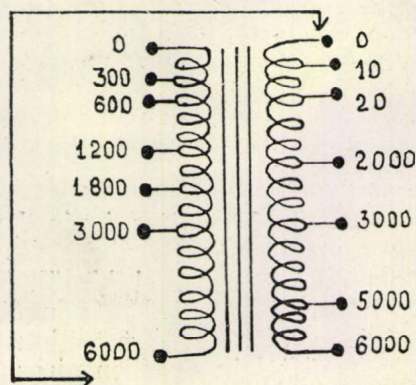
### 3. Hanggenerátorral végezhető kísérletek.

A hangtan tanításában jó szolgálatot tehet és sok kísérlet bemutatására alkalmas a hanggenerátor. Összeállítását a rajz mutatja. (6. ábra.) Csupán tekercset kell készíteni hozzá.



6. ábra

18 cm hosszú,  $5 \text{ cm}^2$  keresztmetszetű vasmagra tekercseljük fel 0,2 mm huzalból kétszer 6000 menetet. A leágazásokat a rajzból leolvashatjuk. (7. ábra.) Ezzel a tekercssel a hangfrek-



7. ábra



venciát 1–6000-ig változtathatjuk. Ha nem akarjuk a frekvenciát változtatni és megelégszünk kb. 5–6000 rezgésszámmal, akkor jól felhasználhatunk kapcsolásunkhoz kisebb hálózati transzformátort is. A primer tekercs 220–150–110 pontjait kapcsoljuk, a hangot pedig a szekunder oldal négyvoltos pontjairól vezetjük el. Készülékünkkel a következő kísérleteket végezhetjük:

a) Kapcsoljunk a generátor tekercsének szekunder körébe rádió fejhallgatót és szedjük két részre, azután kb. 1 m távolságból közelítsük egymás felé a két hallgatót. A padban ülő tanulók fogják be egyik fülüket, akkor jól hallhatják az interferencia következtében beálló maximum, illetve minimumokat. Természetesen a különböző helyeken ülők más és más időben észlelik.

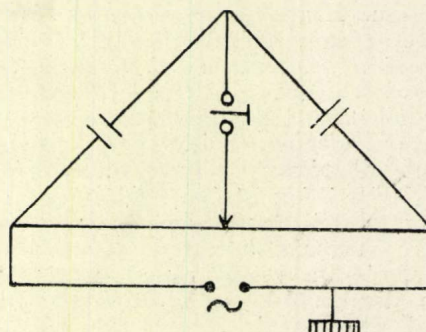
b) Az előbbi kísérletet elvégezhetjük egy telefont is, ha hangvisszaverőfallal szembe helyezük. Lassú mozgatással ismét észlelhetők a hang-maximumok, illetve minimumok. A távolságok megméréseivel a hang hullámhosszát kiszámíthatjuk.

c) Nagyon jól kimutatható az egyirányú hullámok interferenciája is. Az egyik hallgató nyugalomban van, a másikat a tanulók felé mozgatjuk.

d) A hanglebegés bemutatása úgy történik, hogy az egyik fejhallgatót gyorsan mozgatom a másik felé. Ekkor Doppler elve szerint változik a hang magassága és a rezgésszámkülönbség miatt lebegés áll elő.

e) Doppler elvét értelmezhetjük az előbbi kísérlet alapján, de jól észlelhető egy hallgatónak a tanulók felé való mozgatásával is.

f) Felhasználhatjuk generátorunkat a Quinke-féle csőnél is. A telefont hozzácsorítjuk a cső egyik végéhez, a másik végén észlelhetjük az interferenciát.



8. ábra

g) Kapacitásokat Wheastone-féle híddal hasonlítunk össze. Áramforrásnak kapcsolhatjuk generátorunkat (8. ábra). Ha a vezetékek önkapacitása nem nagy, egész kis kondenzátorokat is összehasonlíthatunk. Lemezes kondenzátor segítségével dielektromos állandót mérhetünk.

A hanggenerátorral végezhető kísérleteknél az interferencia megállapítására használhatunk érzékeny lángot vagy mikrofont. Így a csomópontokat nagyon pontosan kikereshetjük és mérhetjük a hullámhosszúságot.

Tamás Gyula,  
Egyet. Orvosi Fiz. Int.  
Budapest

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**Felhívás olvasóinkhoz.** Most induló rovatunk anyagának jobbá és sokoldalúbbá tétele érdekében felhívjuk olvasóinkat, hogy szakterületük általános érdeklődésre számotartó eseményeit fentiekhez hasonló rövid ismertetés formájában küldjék be a FIZIKAI SZEMLE szerkesztőségébe, hogy azokat a következő számok híryanagának összeállításánál felhasználhassuk.

**A részecske-hullám dualizmus kérdése.** Ismeretes jelenség, hogy az elektromágneses tér az interferencia-kísérletekből nyilvánvaló hullámtermészete mellett részecske-sajátságokat is mutat: a térenergia csak  $h\nu$  energiakvantumok meghatározott sokszorosára lehet. Ugyanezt a kvantumosságot tulajdonítjuk az összes eddig tanulmányozott erőtereknek. Blohincev ezzel kapcsolatban felveti a kérdést: minden erőter-szükségszerűen ren-

delkezik-e ilyen kvantumossággal? Egyszerű példákon bemutatja, hogy ez nincs így. Az eddig ismert terekhez nagyon hasonló szerkezetű, egymással kölcsönhatásban álló erőterek (melyekhez véges nyugalmi tömeg tartozik) létezhetnek olyan állapotban is, melyben a térenergia nem kvantumossá, hanem bármekkora értéket felvehet. A részecske-jelleg tehát az erőtereknek nem szükségszerű velejárója. Blohincev felemlíti annak lehetőségét, hogy a közelebről nem ismert neutrínó és semleges mezon-terek talán ilyen tulajdonságúak lehetnek. (Uszpehi Fiziceszkij Nauk 1951.)  
M. Gy.

**Atommagok rezgéseinek modellszerű vizsgálata.** A nehéz atommagok hasadásának elméletét az atommag folyadékcsepp modellje alapján, mint ismeretes, részleteiben Bohr és Wheeler dolgozta ki. Ebben az elméletben nevezetes szerep jut a



maganyag rezgéseinek, melyek kedvező esetben olyan alakváltozásra vezetnek, hogy energetikailag lehetségessé válik a magnak két (esetleg több) részre való szakadása. Ennek oka abban rejlik, hogy a magok anyagának összetartását elősegítő felületi feszültségnek ellenszegül a protonok Coulomb-taszítása. Megfelelő rezgési alak és amplitudo esetén az utóbbi kerekedik felül. Dänzer kezdeményezésére nemrégiben Saar igen tetszetős kísérletsorozatot végzett az elméleti formulák közvetlen igazolására. Az atommagot néhány milliméter sugarú vízcsappal, illetve 2–5 cm sugarú szappanhab-buborékkal „helyettesítette”. A folyadéksepp felületi feszültsége felelt meg az atommag-anyag felületi feszültségének (ami végeredményben a magerők korlátozott hatótávolságának következménye), a csepp részei közti Coulomb taszítást pedig kb. 15 kV-os egyenfeszültségre való feltöltéssel érte el. A cseppet kb. ugyanolyan nagyságrendű, változtatható frekvenciájú váltófeszültségnek szupronálásával rezgésbe hozta, és a szépen kivetített kép útjába forgó szektoros tárcsát helyezte és így az ernyőn a rezgési alak, frekvencia, amplitudo stb. kényelmesen tanulmányozhatóvá vált. Az észlelések kitűnően bizonyították egyrészt a hidrodinamikai számításokon alapuló rezgési sajátfrekvenciáknak a különböző számbajövő paraméterektől való függőségét, másrészt a kritikus hasítási energiának  $Z^2/A$ -tól való függőségét, ami épp a magok hasadásánál oly fényesen igazolódott pl. az U235 és Pu esetében. Ugyancsak nagyon szépen lehetett igazolni a „spontán hasadás” jelenségét is, amikor t. i. a cseppnek akkora töltése van, hogy deformálásához zérus munka szükséges. (Saar, Ann. d. Phys. 8. 251, 1951.)

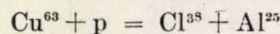
R. P.

**A kozmikus sugarak eredete.** Ismeretes, hogy Földünkre sokszázmillió elektron volt kinetikus energiával rendelkező protonok és atommagok érkeznek a világűrből jelentékeny intenzitással. Sokáig megoldatlan probléma volt, hogy miként lehetnek szert ezek a részecskék, köztük összetett atommagok ilyen nagy, kötési energiájuk sokszorosát kitevő energiára. Terleckijnek ezt a jelenséget sikerült az elektromágneses indukció segítségével megmagyarázni. Szerinte a pozitív töltésű részecskék a váltakozó mágneses erőterű csillagok által indukált elektromos térben gyorsulnak fel (lényegében úgy, mint az elektronok a betatronban), a kozmikus sugárzás végleges energiaspektrumának kialakításában résztvesz még a csillagok közötti anyagfelhők mágneses tere. Ilyen módon Terleckijnek sikerült megmagyarázni a Földünkre érkező kozmikus sugárzás legfontosabb sajátosságait, beleértve azokat is, melyekkel más elméletek nem tudtak megbirkózni, így a nehéz atommagok jelenlétét, az energia-eloszlást, a sugárzás térbeli izotrópiáját és jelentékeny intenzitását. Terleckijt ezért a munkájáért ez évben Sztálin-díjjal tüntették ki. (Uszpehi Fiziceszkij Nauk 1951 május.)

M. Gy.

**A maghasadás, mint általános bomlási folyamat.** Energikus elemi magrészek behatására a magok felbomlása eddig mint „forrási” folyamat volt ismeretes. Bohr felfogása szerint a lövedék a nagyobb magba befogódva egy összetett magot képez, amely elég hosszú élettartamú ahhoz, hogy

az egyes nukleonok között az energianövekedés közel egyformán oszljön meg. A mag felrobbanása ilyenkor a forrási folyamattal analóg. Újabban megfigyeltek még egy másféle dezintegrációt is, amely azonban sokkal ritkábban következik be. Ez a magok hasadási folyamatában áll, amely egyáltalában nem szorítkozik csak a legnagyobbakra, hanem azok egész sorozatánál előfordul. Lényege az, hogy a robbanás-kor  $\alpha$ -részeknél nagyobbak is kiválnak. Batzel és Seaborg (PR, 82, 607) mesterséges gyorsított protonokkal több közép-nagyságú mag hasadási keresztmetszetét állapították meg. Pl. a



reakciónál, 60–70 Mev-es bombázó energiával  $10^{-32}$  cm<sup>2</sup> nagyságrendű a keresztmetszet, amely 304 Mev-nél  $10^{-28}$  cm<sup>2</sup>-re emelkedik. Ag, Sn és Ba-ra vonatkozóan szintén közölnek adatokat. A kozmikus sugárzásban többek között Perkins, Proc. Roy. Soc., 203, 399 és Sörensen, Phil. Mag. 40, 947 is észleltek hasonló folyamatokat. Sz. T.

**Többerű vezetékek összecsavarásának hatása azok elektromágneses terére.** Nyetush-vickij kiszámították, hogy milyen mértékben csökken többerű vezetékek összecsavarása esetén az az elektromágneses tér, mely a környező hálózatot zavarja. Az összecsavarás következtében fellépő változásokat grafikusan is megadják. (Elektricsesztvo 1951.)

K. L.

## KÖNYVSZEMLE

**Csada—Csekő—Jeges—Öveges: Fizikai kísérletek és eszközök.**

Mint a Szocialista Nevelés Könyvtárának 7. kötete jelent meg Csada—Csekő—Jeges—Öveges: Fizikai kísérletek és eszközök című könyve. Szerzők munkájukkal szakirodalmunkban régóta érzett hiányt pótolnak. Az iskolai fizikatanítás céljára alkalmas eszközök, berendezések és kísérletek hosszú sorát közlik igen részletesen, sok tapasztalat alapján. A fejezetek címei: mechanika, hangtan, hőtan, fénytan, mágnességtan, elektromosság, tan, ehhez járul egy függelék a tanterem és szertár berendezéséről.

A könyv elsősorban az általános iskolák szükséglete számára készült. Ez főképpen a kísérletek kiválasztásában, sokszor a problémák megfogásán látszik meg. A szerzők előszava szerint is „az alsófokú iskolák fizikatanárainak” bocsátják rendelkezésükre bő tapasztalataikat. Természetesen ennek ellenére könyvüknek a gimnáziumi fizikatanításban is jó hasznát vehetjük igen sok esetben. A gimnáziumban szintén hasznos, ha berendezésünk minél egyszerűbb, minél olcsóbb, ha egyszerű eszközeinket a tanulók maguk készíthetik el és saját kísérletezésükre felhasznál-



nálhatják. A könyv néhány fejezete (radioaktivitás, elektroncső) határozottan túlmege az általános iskola megszokott igényein. A túlnyomó rész azonban az általános iskola szükségleteihez igazodik.

Szerzők hangsúlyozzák, hogy a legegyszerűbb, legközönségesebb anyagokból állítják össze kísérleti berendezéseiket és nem céljuk gyári készítmények utánzása. Valóban, ezt az alapvető figyelembe véve, igen sok jól sikerült kísérletet írnak le, sok ötletet és tapasztalatot adnak át kartársaiknak. De ezen felül bizonyos esetekben nem kellene visszariadni teljesebb készülékek (komolyabb vetítő, ellenállás stb.) utánzásától sem és a szerzők ezt a feladatot szintén igen jól megoldanák. Hasznos, hogy sok alapvető kísérletet többféle kivitelben, egyszerűen és valamivel igényesebb kivitelben találunk meg, mert kiválaszthatjuk a leginkább megfelelőt. Sokszor a kísérletek mellett módszertani útbaigazításokat is olvashatunk. A kísérletek leírása nem egyformán részletes. Igen részletesek például azoknak az eszközöknek a leírásai, amelyek a „fizikai kislaboratórium”-ban szerepelnek, azután a radioaktivitás fejezetének kísérleti leírásai stb. A hálózati egyenirányító készítésénél és az elektroncsövekről szóló részben viszont hasznos lett volna, ha pontosan hivatkoznak technikai adatokra, lámpaszámra. Komolyabb panasz, hogy a könyv túl drága.

A Fizikai kísérletek és eszközök című könyv a fizikát tanító pedagógus igen jó segítő társa lesz és a szerzők könyvük megírásával a tapasztalatátadás terén kiváló teljesítményt nyújtottak.

V. M.

**Karpov: „Műszaki hőtan.” Tankönyvkiadó. Budapest, 1951.**

Tankönyvkiadásunknak igen nagy segítséget jelent a kiváló szovjet tankönyvek lefordításának lehetősége. Helyes, hogy a közoktatásügyi minisztérium él ezzel a lehetőséggel és a magyar szerzők munkái mellett tankönyveink jelentékeny része, eredeti szovjet könyvek magyar fordításai. A szovjet tankönyvek egyik főértéke, hogy bennük az absztrakt elmélet és annak gyakorlati alkalmazásai szoros egységet alkotnak.

Ez az egyik főértéke Karpov könyvének is. A könyv tárgya: A technikai termodinamika elméleti alapjai. Ennek keretén belül megismerkedünk a termodinamika általános elveivel, a gázok és gőzök termodinamikájával, majd alkalmazásuk között sor kerül a kémiai termodinamika, a kémiai reakciók kinetikájának és a gázok égéselméletének tárgyalására. A könyv befejező része nagymér-

tékben támaszkodik a szovjet tudomány kiváló eredményeire.

Karpov súlyt helyez, hogy az összkép, amit az olvasó e diszciplináról kap, ideológiailag is helyes legyen, ezért az entrópiáról szóló fejezet tárgyalása után, részletesen taglalja a polgári filozófia ismert idealista állításait, melyek a termodinamika II. tételéhez fűződnek és Engels nyomán bebizonyítja a materialista álláspont igazságát.

Igen jó a könyv logikus felépítése, melynek módjában szerző a szokástól eltérő utat választott. Karpov a termodinamikát egy általános deduktív módszerrel tárgyalja, mely módszer azonban nem valamilyen axiomatika. Karpov a hőtan alapvető tényein keresztül alapfogalmakat definiálva, jut el a termodinamika főtételeihez. Ezáltal megóvjuk az olvasót attól a helytelen elképzeléstől, hogy a termodinamika tulajdonképpen csak a gázokra alkalmazható igazán. Így tehát Karpov könyve igen komoly értéket jelent főiskolai hallgatóink, fizikusaink, mérnökeink számára.

Szomorú és felháborító tény azonban, hogy e könyv értékét nagymértékben lecsökkenti annak magyar kiadása. Érthetetlen, hogy egy szakember szerkesztő hogyan jelezhet nevével ilyen fordítást. Néhány példa: a könyv magyar kiadása a teljes differenciál fogalmát következetesen teljes differenciálhányadosnak nevezi. A 9. oldalon egy parciális differenciálhányadost mint „közepes szélső értéket” nevez el. Egy tartomány két végpontján felvett értéket e könyv magyar kiadása szélső értékeknek nevezi. A folyamat szót következetesen folyamannak írja. A magyartalan és értelmetlen fordításban ilyen mondatok szerepelnek: „A S függvény nagyszerű tulajdonsága főképpen abban van, hogy  $\delta Q \frac{1}{T}$  szoroz-

integrálásával annak teljes differenciáljával fejezhető ki.” „Matematikai szempontból az állapot-egyenletet felületi egyenletnek vehetjük és ez utóbbit termodinamikai felületnek nevezzük.” „A  $\delta Q$  melege mennyiség mint külső tényező szerepel, mely lehet, hogy nem függ magától a testtől és annak jellemzőitől, részben a test állapotjelzőitől.” Szerkesztő gondatlanságáról jellemző, hogy Carathéodory nevét Karateodorinak írja. Azt a tényt, hogy egy integrációt zárt görbén kell elvégezni, a következőképpen fejezi ki: „az integrálás zárt kontúr alapján történik.” Se szeri se száma a könyvet érthetlenné tevő értelmetlenségeknek. A közoktatásügyi minisztériumnak sokkal nagyobb gondot kell a jövőben fordítania a szovjet könyvek fordításának és a fordítások szakmai ellenőrzésének kérdésére.

Sz. G.



THE UNIVERSITY OF CHICAGO

THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS

1911

THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS  
THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS  
THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS  
THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS  
THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS

THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS  
THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS



**FIZESSEN ELŐ MAGYAR LAPOKRA**  
**külföldön élő barátai, ismerősei részére!**

A „Kultura“ Könyv és Hírlap Külkereskedelmi Vállalat  
Budapest VIII, Rákóczi-út 5. Telefon: 342—507, felvesz  
előfizetéseket a Magyar Nyelvőr c. lapra, valamint  
bármely magyar napilapra, hetilapra és folyó-  
íratra, forint előfizetés ellenében,

k ü l f ö l d i c í m e k r e .

**Ajándékkönyvek a Könyvterjesztő Vállalat**  
**boltjain keresztül ugyancsak feladhatók.**

---

Szerkesztőség: Budapest V., Reáltanoda-u. 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 187—428.

Felelős kiadó: a Közoktatásügyi Kiadóvállalat igazgatója

Kiadóhivatal: Közoktatásügyi Kiadóvállalat, Budapest V., Szalay-u. 10—14. — Távbeszélő: 128—580.

Magyar Nemzeti Bank egyszámlaszám 936.540.

Előfizetés, reklamáció és árusítás: V., Szalay-u. 10—14. — Távbeszélő: 123—145.

---

Egyetemi Nyomda Budapest. (F.: Erdős László.)



Ára: 6 -- Ft

Előfizetés 1/2 évre: 10, -- Ft

## A Közoktatásügyi Kiadóvállalat kiadásában megjelenő folyóiratok:

### Archaeologiai Értesítő

a Magyar Régészeti és Művészettörténeti Társulat kiadványa. A legújabb ásatások eredményeit és a múzeumok még feldolgozatlan anyagát ismerteti. Évenként két füzetben jelenik meg. Felelős szerkesztő: Szilágyi János. (Előfizetése fél-  
évre 15 forint.)

### Ethnographia-Népélet

a Magyar Néprajzi Társaság folyóirata. A magyar néprajzkutatás elvi vonatkozású és anyagközlő tanulmányainak leg-  
főbb publikációs helye. Rovatai rendszeres bibliográfiai, néprajzi, muzeológiai és a külföldi néprajzi intézményekre  
vonakozó hírtanyagot közölnek. Megjelenik évente két alkalommal. Felelős szerkesztő: Ortutay Gyula. (Előfizetése fél-  
évre 12 forint.)

### Fizikai Szemle

az Eötvös Loránd Fizikai Társulat folyóirata. Célja, hogy a pedagógus szaktanárokat megismertesse a tudomány hala-  
dásával és aktuális problémáival. Demonstrációs kísérletek közlésével nyújt segítséget a fizika tanításához. Ismerteti  
a legújabb külföldi irodalmat. Megjelenik negyedévenként. Felelős szerkesztő: Szamosi Géza (Előfizetése félévre  
10 forint.)

### Gyermeknevelés

a Közoktatásügyi Minisztérium óvónői szaklapja. Tárgyköre az óvodai nevelés elméleti és gyakorlati kérdéseinek  
rendszeres és időszaki feldolgozása. Szovjet nevelési tapasztalatok közvetítésével jelentős segítséget nyújt az óvodai nevelők  
munkájához. Közli a gyakorló óvónők tapasztalatait és a felvetett problémák megtárgyalására vitákat indít. Megjelenik  
minden hónap 10-én. Felelős szerkesztő: Kovásznai Józsefné. (Előfizetése félévre 10 forint.)

### Irodalomtörténet

a Magyar Irodalomtörténeti Társaság folyóirata. A magyar irodalom és a világirodalom történeti anyagának marxista-  
leninista szellemű kritikai értékelésével foglalkozik. Megjelenik évenként négyszer. Felelős szerkesztő: Barta János. (Elő-  
fizetése félévre 12 forint.)

### Keresztül-kasul a Szovjetunió

az orosz nyelv tanításának legfontosabb segítőeszköze. Megjelenik havonta egyszer, orosz nyelven, 8 oldal terjedelemben  
külön kétoldalas szöszedet melléklettel. A számos érdekes cikk, a sok fénykép és színes rajz a szép kiállítású folyóiratot  
a magyar tanulóifjúság kedvelt olvasmányává teszi, mert nemcsak előrehaladását segíti az orosz nyelv tanulásában,  
hanem megismerteti az élenjáró szovjet ifjúság életével. Felelős szerkesztő: Erdődi József. (Előfizetése félévre 3 forint)

### Középiskolai Matematikai Lapok

a Bolyai János Matematikai Társulat lapja. A folyóirat kisebb eredeti dolgozatokon felül ismertetéseket közöl a mate-  
matika különböző területeiről. Minden egyes rovata a matematikusok szakmai ismereteit bővíti. Megjelenik hatszor  
egy évben. Felelős szerkesztő: Surányi János. (Előfizetése félévre 12 forint.)

### Köznevelés

a Közoktatásügyi Minisztérium kéthetenként megjelenő lapja. Az egyetlen magyar folyóirat, amely közoktatásügyünk  
időszaki kérdéseit mellett tudományosan foglalkozik az általános- és középiskolák nevelési, didaktikai kérdéseivel is.  
Rendszeresen ismerteti az élenjáró szovjet pedagógia és a baráti népi demokráciák nevelési módszereit és eredményeit.  
Pedagógusok cikkein és riportokon keresztül tájékoztat a legjobb magyar nevelők munkatapasztalatairól. Mindezzel  
a köznevelés nélkülözhetetlen segítségét nyújt a pedagógusok munkájához. Felelős szerkesztő: Ibos Ferenc. (Előfizetése  
félévre 12 forint, 1 példány eladási ára: 1,50 forint.)

### Levéltári Közlemények

a Levéltárak Országos Központja és az Országos Levéltár folyóirata. Feladata a magyar levéltárügy elméleti és gyakorlati  
kérdéseinek vizsgálata, levéltárak ismertetése, levéltári forrásanyag közlése. Felelős szerkesztő: Ember Győző. (Előfizetése  
félévre 15 forint.)

### Magyar Nemzeti Bibliográfia

az Országos Széchényi Könyvtár kiadása. A magyar nyelven megjelenő szak- és szépirodalmi kiadványok címjegyzéke.  
Megjelenik havonként. Felelős szerkesztő: Goriupp Alice. (Előfizetése félévre 50 forint.)

### Magyar Nyelv

a Magyar Nyelvtudományi Társaság megbízásából készül. Cikkei és tanulmányai a magyar-finn-ugor nyelvészet kér-  
déseivel foglalkoznak. Megjelenik évenként négyszer. Felelős szerkesztő: Pais Dezső. (Előfizetése félévre 12 forint.)

### Magyar Nyelvőr

a Magyar Nyelvtudományi Társaság folyóirata. A magyar és rokon nyelvek, az általános nyelvészet és az idegen nyelvek  
közérdekű kérdéseivel foglalkozik, nem szakemberek számára is érthető nyelven. Megjelenik évenként hatszor. Felelős  
szerkesztő: Beke Ödön. (Előfizetése félévre 9 forint.)

### Matematikai Lapok

a Bolyai János Matematikai Társulat folyóirata. Tudományos cikkek mellett számos olyan tanulmányt is közöl, amely  
a matematika barátait is érdekli. Megjelenik évente négyszer. Felelős szerkesztő: Turán Pál. (Előfizetése félévre 10 forint.)

### Nyelvtudományi Közlemények

a Magyar Tudományos Akadémia Nyelvtudományi Bizottságának megbízásából készül. Tanulmányai és cikkei elsősor-  
ban az általános nyelvészet, fonetika és idegen nyelvészet kérdéseivel foglalkoznak. Megjelenik évenként kétszer. Felelős  
szerkesztő: Zsirai Miklós. (Előfizetése félévre 8 forint.)

### Századok

a Magyar Történelmi Társulat közlönye. Elsősorban a magyar történelem eddig elhanyagolt területeivel, kutatásaival  
és a magyar történelem marxista átértékelésével foglalkozó cikkeket és ismertetéseket közöl, de helyet ad az egyetemes  
történet és a munkásmozgalom történetét ismertető legfontosabb magyar és külföldi cikkeknek is. Megjelenik évenként  
négyyszer. Felelős szerkesztő: Andics Erzsébet. (Előfizetése félévre 12 forint.)

A folyóiratokra előfizetéseket felvesz:

KÖZOKTATÁSÜGYI KIADÓVÁLLALAT ELŐFIZETÉSI OSZTÁLYA

Budapest V, Szalay-utca 10-14. sz.



# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK :

	Selényi Pál interferenciakísérlete 40 éves.
Marx György:	A magerők mezonelmélete.
	A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL
Tarján Imre:	Középiskolai kísérletek az indukcióra (öninduk- cióra) és a váltóáram tulajdonságaira
	A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL
	KÖNYVSZEMLE
	EGYESÜLETI ÉLET



## СОДЕРЖАНИЕ

К сорокалетию интерференционного опыта П. Шеленки  
*Г. Маркс*: Мезонная теория ядерных сил

ИЗ ЛАБОРАТОРИИ УЧИТЕЛЯ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ

*И. Тарян*: Опыты по индукции (самоиндукции) и по свойствам  
переменного тока

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

БИБЛИОГРАФИЯ

ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Felelős szerkesztő: SZAMOSI GÉZA

I. évfolyam

4. szám

1951 december

## Selényi Pál interferencia-kísérlete 40 éves

Az I. Magyar Fizikus Vándorgyűlés ünnepélyes formában emlékezett meg Selényi Pál akadémikus híres interferencia-kísérletének 40-ik évfordulójáról. Ez az elvi fontosságú kísérlet a magyar fizika nagy értékeihez tartozik. Az alábbiakban közöljük Jánossy Lajos akadémikus előadását és a hozzászólásokat. (Szerk.)

Jánossy Lajos előadása:

Tisztelt Vándorgyűlés!

Nagy öröm és megtiszteltetés számomra, hogy ezt az előadást az I. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen, melyet Selényi Pál nagyszögű interferencia-kísérletének 40. évfordulóján tartunk, megtart-hatom.

Mindnyájan reméljük, hogy ez a vándorgyűlés új eredményes munkának lesz kiindulópontja. E vándorgyűlés célja az, hogy beszámoljunk saját munkánkról, felmutassuk, milyen munkák vannak folyamatban, ezeket a munkákat megvitassuk és erre a továbbiak folyamán építsünk.

Reméljük, hogy a következő vándorgyűlésen olyan munkákról is fogunk hallani, melyekhez az impulzust a mostani vándorgyűlés adta.

A lehetőségek, melyek előttünk állanak, hála népi demokráciánknak, igen nagyok és ennek megfelelően nagyok a feladatok is. Mi kutatók, ma nem egyszerűen a problémákat kutatjuk — ahogy az a multban gyakran megtörtént — ma együtt dolgozunk egész népünkkel, nagy közös feladatainkért, a szocializmus felépítéséért és a

béke megvédéséért. Éppen ezért becsüli meg népi demokráciánk annyira a kutatók munkáját, ezért támogatja oly nagymértékben ezt a munkát erkölcsileg és anyagilag egyaránt. — Ezenkívül azonban két másik fontos tényezőre is támaszkodhatunk. Az egyik, hogy ma rendelkezésünkre állanak a nagy Szovjetunió tapasztalatai minden

téren. Ez azt jelenti, hogy tanulhatunk a szovjet tudósok tapasztalataiból, akik tevékeny részt vettek hazájukban a szocializmus felépítésének munkájában és az előttünk álló munka nagyrészt ők már maguk mögött tudhatják. A szovjet tudósok munkáiban találhatjuk meg az előttünk álló nehézségek legyőzésének módját, s ezenkívül rendelkezésünkre állnak olyan tudományos eredmények és módszerek, amelyek feladataink megoldását döntően megkönnyítik.

A másik tényező, melyre támaszkodnunk kell és amit sokszor annyira lebecsültünk: az a magyar tudomány haladó tradíciói, melyek szintén ren-

delkezésünkre állanak. Dacára mindazon nehézségeknek, amelyeket a kapitalista rendszer, a fasiszta uralom a tudomány elé gördített — voltak tudósok, akik kiváló eredményeket voltak képesek elérni, igen kedvezőtlen viszonyok között is. Ma, amikor ezek a kedvezőtlen viszonyok csak mint rossz emlékek élnek és a tudósok megbecsült tagjai a társadalomnak, különösen hálásnak kell lennünk azoknak a kollégáinknak, akik a multban olyan kemény harcokat vív-



Selényi Pál



tak és életben tartották a magyar tudományos tradíciókat.

Példa az ilyen tudósra, aki a nehézségektől nem ijedt meg, a mi Selényi kollegánk és örömmel tölt el bennünket, hogy egészségben üdvözölhetjük körünkben. Éppen negyven esztendeje, hogy Selényi Pál végrehajtotta alapvető fontosságú kísérletét a nagyszögű interferenciajelenségekről. Az új Magyarország első fizikusgyűlése abból a célból ült össze, hogy egyéb munkák ismertetése mellett ennek a fontos kísérletnek 40 éves jubileumát megünnepelje.

Mi azonban többet ünneplünk egy fontos magyar kísérlet jubileumánál, mi egyidejűleg azt a fizikust is ünnepljük, aki nyomasztó körülmények között ezt a kísérletet végrehajtotta és minden nehézség és üldöztetés dacára hű maradt hazájához. Ezek a nehézségek nemcsak materiálisak, nemcsak egzisztenciálisak voltak, hanem éppoly nagymértékben morálisak is. A felszabadulás előtt tudósaink alig remélhették saját munkásságuk elismerését és különösen kévéssé remélhették, hogy munkájukat saját hazájukban méltányolják. Jól példázza ezt Selényi Pál kollegánk esete.

Ezután az előadás után bemutatjuk a nagyszögű interferencia kísérletet. Nem tudom, hogy a gyűlés résztvevői közül sokan vannak-e, akik ezt a kísérletet már látták volna. Én magam a kongresszus előkészítése kapcsán láttam először. Korábban természetesen sokat hallottam róla. Hogy ez a kísérlet itt oly kevesek által ismert, az egészen érthetetlen, hiszen — ahogy a kartársak nemsokára meggyőződhetnek róla — a kísérletet úgyszólván teljesen primitív eszközökkel lehet végrehajtani. Ez azt jelenti, hogy rendelkezésünkre állt egy elvileg fontos effektus, amelyet egészen könnyen demonstrálni lehet és amelyet a multban mégsem demonstráltak soha.

Reméljük, hogy ennek a bemutatásnak egyik eredménye lesz, hogy a kísérletet sok helyen meg fogják ismételni. Ennek kapcsán szeretném javasolni, hogy ez a fontos kísérlet kötelező anyagként szerepeljen az egyetemi oktatásban. Azt is gondolom — bár erre vonatkozóan a középiskolákban dolgozó kollegák véleménye a döntő — hogy ezt a kísérletet középiskolákban is könnyen végre lehet hajtani.

Ez a kísérlet a magyar tudomány kincsei közé tartozik és nem szabad róla elfelejtkeznünk. Nagy hiba, hogy külföldön ez a kísérlet sokkal ismeretesebb, mint nálunk. Sok híres optikai tankönyv hivatkozik rá és aligha tekinthető véletlennek, hogy egy néhai kollegánk csak akkor hallott erről a kísérletről és ennek fontosságáról, amikor egy amerikai útja alkalmával erre ott figyelmét felhívták.

Ez a történet tipikus. Azt mutatja, hogy a multban csak Amerikán keresztül értékelték azt a munkát, amelyet itthon magyar fizikus végzett. Ennek a ferde és káros helyzetnek az okát a kozmopolita felfogásban kell látnunk, amely

felfogás ellen ma minden eszközzel harcolnunk kell. A kozmopolita beállítottság lebecsül minden munkát, amelyet itthon végeznek és mérték-telenül tiszteli a kapitalista nyugat minden eredményét. Így adódhatott, hogy egy ilyen fontos kísérlet felett itthon szinte egyszerűen átnéztek és csak akkor figyeltek fel rá, amikor kerülő-utakon a külföld hívta fel rá a figyelmet.

Ez ellen a beállítottság ellen azért is kell harcolnunk, mert igen káros hatással lehet további fejlődésünkre. Először is lehetetlen dolgozni úgy, ha előre feltesszük, hogy legjobb munkánk is csak másodrangú jelentőségű lehet, és nem konkurrálhatunk a külföldi munkákkal. Ilyen beállítottság szükségképpen nyomasztóan hatna tudósainkra és végül valóban a nívó süllyedésére vezethet. Ezenkívül a nyugati tudomány határtalan csodálata sok kétséges és hamis eredmény kritika nélküli átvételéhez, előítélethez, új módszerek és gondolatmenetek kibontakozásának megakadályozásához vezet. Azonban eltekintve a kozmopolita felfogás káros voltától, nyugodtan mondhatjuk, hogy ez a felfogás teljesen jogosulatlan is. A multban a magyar tudósok nyomasztó körülmények között is kiválóakat alkottak és bizonyosak lehetünk abban, hogy ma, népünk teljes támogatásával virágzó tudományt fogunk felépíteni.

A kozmopolita beállítottság a felszabadulás előtt tudományos köreinkben szélesben el volt terjedve és tudósainknak — az anyagi nehézségek mellett — nagyon kevés reményük volt az elismerésre. Sokan elkeseredtek, felhagytak a tudományos munkával, vagy elhagyták hazájukat. Mi büszkék vagyunk az olyan tudósokra, akik — mint Selényi — minden nehézség dacára hűek maradtak hazájukhoz és ellenálltak a külföld csábításainak.

Most szeretnék röviden a Selényi-féle kísérletről és annak jelentőségéről beszélni.

A klasszikus elmélet szerint egy nem egyenletesen gyorsuló elektromos töltés elektromágneses energiát sugároz ki. Ennek legegyszerűbb esete egy harmonikus rezgést végző dipólus. Egyszerűen meg lehet mutatni, hogy egy elektromos dipólus minden irányban emittál elektromágneses sugárzást. Pontosabban az emittált sugárzás intenzitását az

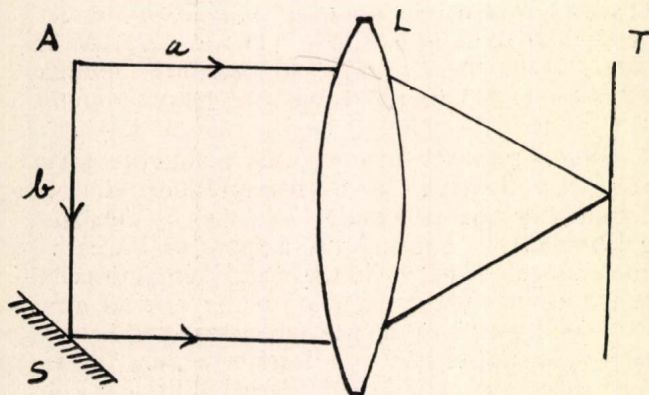
$$I(\vartheta) = I_0 \sin^2 \vartheta$$

formula írja le, ahol  $\vartheta$  a kérdéses iránynak a dipólus tengelyével bezárt szöge. Ez azt jelenti, hogy a sugárzás intenzitása zérus a dipólus tengelye irányában és maximális arra merőlegesen. A dipólustól elég nagy távolságban a tér tranzverzális és úgy van polarizálva, hogy az elektromos vektor rezgése párhuzamos a dipólus tengelyével. Az emittált gömbhullám minden része interferenciaképes. Az így leírt dipólust nevezzük Hertz-féle dipólusnak. Feltesszük, hogy az atomok, amikor látható fényt bocsátá-



nak ki, Hertz-féle dipólus módjára viselkednek. Hogy ez valóban így van, azt a Selényi-féle kísérlet messzemenően bizonyítja. Anélkül, hogy a kísérleti berendezés részleteibe belemennénk, azt mondhatjuk, hogy a Selényi-féle kísérletinterferenciába hozza a gömbhullámnak két olyan részét, melyek eredetileg különböző irányban mozognak. Ez az interferencia-kísérlet abban különbözik elvileg az összes korábbi interferencia-kísérletektől, hogy a korábbi kísérletekben a gömbhullámoknak csak olyan részei voltak interferenciába hozhatók, amelyek közelítően ugyanazzal a kezdeti mozgásiránnyal rendelkeztek. A Selényi-féle kísérlet előtt az a téves nézet volt elterjedve, hogy olyan két sugár között, melyek irányukban erősen eltérnek egymástól, interferencia egyáltalában nem is lehetséges.

Selényi 1938-ban megvizsgálta interferencia-rendszerének polarizációs állapotát és azt találta, hogy a polarizáció egy dipólus-sugárzásnak felel meg.



Vázlatosan a dolog a következőképpen néz ki:

Tekintsünk egy  $A$ -val jelölt atomot és két  $a$  és  $b$  sugarat, amelyek  $A$ -t derékszögben hagyják el.

$b$  az  $S$  tükrön visszaverődik és az  $a$  és  $b$  sugarak az  $L$  lencse segítségével a  $T$  ernyőn egyesülnek és interferenciát hoznak létre.  $T$ -n egy vonalrendszert kapunk. Hogy a polarizációs állapotot megbeszéljük, tekintsünk egy dipólust, amely a tábla síkjára merőlegesen áll és a dipólus merőleges  $a$ -ra és  $b$ -re is és ezért mindkét irányban ugyanakkora intenzitással bír. Tekintsünk már most egy olyan dipólust, amelynek iránya  $a$  irányával egybeesik, akkor ez a dipólus az  $a$  irányban nem emittál sugarat és a  $b$  sugár a  $T$  ernyőre esik anélkül, hogy interferálna. Ugyanez a helyzet, ha a dipólus a  $b$  irányba mutat. Ha mármost az  $A$  közelében lévő sok dipólus hatását összegezzük, akkor azt kell találnunk, hogy az össz-sugárzást szétbonthatjuk három komponensre, amelyek megfelelnek az előbb megbeszélt három esetnek. Látható tehát, hogy

az interferencia-kép lényegében az első dipólustól keletkezik és ezért várhatjuk, hogy a  $T$  ernyőn megjelenő interferencia-kép egy lineárisan poláris vonalrendszerből és egy erre merőlegesen polarizáltból van összetéve és az utóbbi nem mutat interferencia-vonalakat. Ha tehát az interferencia-képet polaroiddal figyeljük meg, akkor a polaroid beállításának megfelelően a vonalrendszernek élesedni, majd teljesen eltűnni kell.

Ez a várakozás a kísérlet által beigazolódott és innen láthatjuk, hogy a sugárzás valóban, mint egy dipól-sugárzás viselkedik.

A Selényi-féle kísérlet tehát szép demonstrációja a Hertz-féle dipólus felfogásnak. Ezért a tényért is figyelemreméltó lenne, azonban az elvi jelentőségét a kvantumelmélettel való összefüggésben láthatjuk. Míg a Selényi-féle kísérlet napnál világosabban mutatja, hogy az atomok gömbhullámokat bocsátanak ki, melyek a térben tovaterjednek, más kísérletek azt mutatják, hogy az elektromágneses hullámok mint fotonok koncentrálnak is fellépnek. A fénnyel foton-jellegét a fotoelektromos effektus, éppoly meggyőzően mutatja, mint hullámjellegét a Selényi-féle kísérlet.

Ennél a problémánál azonban egyáltalában nem egy „vagy-vagy” kérdéssel állunk szemben. Nem az a kérdés, hogy a fotoelektromos effektusnak, vagy a Selényi-kísérletnek higgyünk-e inkább. A kérdés az, hogy hogyan tudjuk a két jelenséget összhangba hozni.

Hogy az ellentétet még élesebben megfogalmazzuk, szeretnénk a figyelmet felhívni egy lehetséges kísérletre. (Ezt a kísérletet ugyan még nem hajtották végre soha, azonban aligha lehet kétely kimenetelét illetően. Remélem, hogy a kísérletet alkalomadtán el fogjuk tudni végezni.) Az 1. ábrának megfelelő elrendezés interferencia-eloszlását kimérhetjük egy fotométerrel. Éppúgy kimérhetjük az egész interferencia-teret egy elektron-sokszorozóval. Ennél a kísérletnél fel kell tennünk a fény hullámtermészetét, hiszen ezt a probléma kényszeríti ránk, ugyanakkor azonban a mérőmódszer maga a fény foton-tulajdonságán alapszik. Ez a kísérlet világosan mutatja az elektromágneses tér komplikált struktúráját.

Magam az eredményt a következőképpen interpretálnám: minden atom valóban gömbhullámot bocsát ki. Ezek a gömbhullámok úgy viselkednek, hogy ezt az elektromágneses fényelmélet leírja, mindaddig, míg nem abszorbeálódnak. Az abszorpció pillanatában az elektron-sokszorozó katódján az elektromágneses hullám hirtelen összehúzódik. A kísérletnek ilyen értelmezése lehet igaz és lehet hamis, biztos azonban, hogy éppen a nagyszögű interferencia-kísérlet segítségével lehet a foton-hullám problémát élesen megfogalmazni. Reméljük, hogy éppen ezen



kísérletről kiindulva fognak érdekes elvi problémák kibontakozni.

Ezen érdekes kísérlet 40. évfordulóján mindannyian szívből köszöntjük Selényi kollégánkat és reméljük, hogy a jövőben a korábbinál sokkal boldogabb viszonyok között még sok éven keresztül együtt dolgozhatunk vele.

### Hozzászólások

*Faragó Péter :*

A fény hullám- és korpuszkula-természetének összeegyeztetése körüli próbálkozások és viták 20–25 évvel ezelőtt voltak tetőpontjukon. A kvantum-elmélet kiépítése és sikerei folytán a viharok elültek, bár nem lehet állítani, hogy ez a kérdés teljesen megnyugtató módon megoldódott. Nem azt érzem hibának, hogy a fény kettős te mészete nem egyeztethető össze szemléletesen, hanem, mint erre Jánossy professzor úr egyes beszélgetésekben mutatott rá, inkább azt, hogy e téren vannak még egészen alapvető, nem pusztán interpretációbeli, hanem sokkal mélyebben rejlő nehézségek.

Ilyen helyzetben a kísérleti fizikusnak a legfőbb feladata, hogy olyan kísérleteket végezzen, amelyek egészen élesen körülhatárolják a tapasztalati tényeket és elválasztják azoktól az igen természetesnek látszó, mégis önkényes feltevésektől, amelyek jelenleg az elméleti tárgyalások alapjául szolgálnak.

Az elhangzott előadásban méltatott Selényi-féle kísérlet egy hosszú időn át nyitott kérdésre adott feleletet s az előadó rámutatott egy ma is időszerű továbbfejlesztésre. Ilyen vonatkozású a következő elgondolás is:

Ismeretes az az állítás, hogy egy koherens gömbhullám egy és csakis egy foton alakjában lép anyaggal kölcsönhatásba, tehát egy gömbhullám két helyen elektronokat nem vált ki, két fotonszámlálóban koincidáló lökéseket nem kelt. Ezt az állítást Bothe 1923-ban röntgensugarak esetére egy aránylag igen egyszerű berendezéssel igazolta. Évekkel ezelőtt foglalkoztunk néhányan ezzel a kérdéssel. Nyilvánvaló volt, hogy ezt a kísérletet látható fénnel meg kellene ismételni. Egyrészt azért, mert van ok annak feltételezésére, hogy a Bothe által használt sugárzás iránykarakterisztikája eleve irányított, tehát mindkét számláló nem is fekszik ugyanazon a hullámfelületen. Másfelől az itthon kifejlesztett berendezésünk 3 nagyságrenddel jobb felbontóképessége a véletlen és szisztematikus koincidenenciák megkülönböztetésére sokkal megfelelőbb mint a Bothe-féle volt.

A kísérlet átlátszó voltát, tehát bizonyító erejét megnöveli, ha — amint most tervezzük — a koincidenenciák létét vagy nemlétét egy Selényi-féle interferencia-mező két világos helye között

mutatjuk meg, ahol az egyes gömbhullámok koherens volta eleve biztosítva van.

Még egy lépéssel továbbmenve: az interferencia-mezőnek egyes fotonok számlálásával történő kimérése révén esetleg kísérletileg is megmutatható, hogy az interferenciaképben az intenzitás-elosztás független a beeső fény intenzitásától, tehát az interferenciát kizárólag egyes fotonokhoz tartozó hullámok hozzák létre, a fotonok között nincsen kölcsönhatás.

Mindkét kísérlet kimenetele tekintetében egyértelmű a várakozás. Ennek ellenére szükségesnek látszik a kísérlet elvégzése, mert — amint a fizika minden fejezetében — itt is, a legkézenfekvőbb kérdésekre is csak a természet s nem a spekulatív elme adhat olyan megnyugtató feleletet, amelyre építeni szabad.

*Orbán György :*

Selényi Pál kísérletét kiegészíti Kosselnek 1935-ben röntgensugarakkal elvégzett kísérlete. Kossel katódsugarakkal kristályokat gerjesztett. A keletkező röntgensugarak már magában a kristályban elhajlottak. A kapott interferenciakép egyes sötét vonalai mellett világos vonalak is felléptek. A jelenséget Laue vizsgálta elméletileg. E vizsgálatok megmutatták, hogy az egyes világos vonalakban az egyes rácspontokból 90 foknál nagyobb szög alatt kilépő és az elhajlás folytán párhuzamossá váló sugarak interferenciájának eredményét látjuk. Kossell kísérlete tehát megmutatta, hogy a röntgenfény ugyanúgy gömbhullám alakjában terjed, mint a Selényi Pál kísérletében vizsgált látható fény.

*Marx György :*

Selényi Pál kísérlete, mint hallottuk, a fény gömbhullámszerű terjedésének elméletét támogatja. Mint ismeretes, a század elején a fotoeffektussal kapcsolatos kvantumszerű jelenségek magyarázatára Einstein bevezette a túsugárzás elméletét. E szerint a fényforrás a fényt kis kiterjedésű, diszkrét csomagok alakjában löki ki magából, egy csomagon belül azonban érvényesül a fény hullámtermésze. Ez a kép még számot adhat arról, hogy a fényforrásból kis szög alatt kilépő fénysugarak interferenciaképesek, de semmi esetre sem egyeztethető össze a nagy szög alatt kilépő fénysugarak interferenciakészségével, melyet Selényi Pál mutatott ki.

Selényi Pál kísérlete mégsem tekinthető a fény modern kvantumelmélete cáfolatának. Az 1927 táján kifejlődött kvantumelektrodinamika továbbra is megőrzi a fényenergia és fényimpulzus kvantumos voltát, amit kísérletek támasztanak alá. Ezt azonban nem köti össze azzal az elképzeléssel, hogy az egyes energiakvantumok a térben kis helyre lokalizáltak, egymástól elválasztott, önálló fizikai realitással bíró képződmények



lennének. Igaz, hogy egyes kiváló teoretikusok, köztük maga Dirac is a kvantumelmélet alapjairól írt híres munkájában a fényhullámot hajlandó a fotonrészcskék térbeli eloszlásának statisztikus leírását szolgáltató függvénynek tekinteni. Azonban sok próbálkozás dacára nem sikerült általánosan elfogadott módon felírni egyetlen foton állapotegyenletét, nem sikerült kiszámítani egy esetben sem azt az egy fotont kísérő valószínűségi hullámot, amelyről Dirac beszél. A fontos gyakorlati eredményeket elért kvantumelektrodinamika csak az egész elektromágneses tér együttes leírására képes, nem magános fotonokat vizsgál. Egyik könyvében Heitler kifejezetten óv attól, hogy a fényrészcse elméletét túlbecsüljük. Leszögezi azt, hogy a kvantumelektrodinamika semmi kijelentést nem tesz az irányban, hogy a fény energiakvantumai a térben kis helyre lokalizálva haladnak tovább. E tekintetben éles különbség mutatkozik a foton és az elektron vagy proton kvantumelméleti leírása közt: utóbbinál a Schrödinger-egyenlet megoldásaként adódó állapotfüggvény tesz kijelentéseket az elektron vagy proton tartózkodási helyére vonatkozólag. A kísérleti tények ezzel összhangzásban állanak. A proton pályája ködkamrában, vagy fotoemulzióban nyomon követhető. Ilyenről a foton esetében szó sem lehet. Csak olyan folyamatokat ismerünk, melyben az elektromágneses tér átad vagy felvesz egy energiakvantumot és egyidejűleg ennek megfelelő nagyságú impulzuskvantumot valamilyen anyagi rendszertől. Mindezzel arra enged következtetni, hogy az elektronnal, vagy protonnal szemben a foton szerepe korántsem annyira önálló. A fény kvantáltságát csak úgy foghatjuk fel, hogy a sugárzási tér, mint egész, csak meghatározott diszkrét energiaállapotokban létezhetik és ennek folytán csak meghatározott energiát adhat át egyes atomoknak, vagy molekuláknak. Maga az elektromágneses erőter bír önállósággal, a fotont csak mint az elektromágneses tér gerjesztettségi fokát leíró kifejezést szabad tekintenünk. Ennél szemléletesebb és kimerítőbb választ a fény természetére vonatkozólag a kvantumelektrodinamika mai formájában nem képes adni. El kell ismernünk, hogy ez a kép szemléletesség szempontjából meglehetősen üresnek mondható. Ezt lehet kifogás tárgyává tenni, de talán édesem azon elgondolkozni, hogy a kvantumelektrodinamikában keressük-e a hibát, vagy a klasszikus fizika iskoláján nevelkedett szemléletünkben. A fotoeffektus elkerülhetetlenné teszi a fény kvantumszerűségének elfogadását. Selényi Pál kísérlete pedig a szemléletesebb túsugárzásos kvantumelmélet helyett a modern elméletnek ad igazat.

Selényi Pál:

Mélységesen meghatva, hálás szívvel mondom Önöknek köszönetet azért a nagy elismerésért és megtiszteltetésért, amiben engem részesítettek

és azért a szeretetért, amellyel ezt nekem nyújtották. Eötvös Lorándnak, a mi nagy mesterünknek pontosan 60 évvel ezelőtt elhangzott beszédében olvassuk: „A tudomány embere — kinek érzelmi világa a költőétől alig különbözik egyében, mint abban, hogy eszményeit versben kifejezésre juttatni nem tudja s azokat talán még mélyebben rejti szívébe, csakis embertársainak elismerésében találhatja jutalmát.” S ha három évvel ezelőtt a Nature egyik számában, ahol egy rövid közleményem jelent meg, a Nobel-díjas Appletonnak azt a megállapítását olvastam hogy „Ő azt hiszi, hogy amit a tudós legtöbbször becsül, az nem más, mint tudóstársainak róla való jóvéleménye”, akkor ebben a két megegyező kijelentésben, amihez nyilván még igen számos hasonló értelműt szedhetnénk össze, örök emberi igazság kifejezését kell, hogy lássuk: Nemcsak a tudós, hanem minden dolgozó, alkotó ember legfőbb jutalma: embertársainak elismerése. S én most törekvéseimnek legfőbb jutalmát kaptam meg Önöktől: a hazai elismerést. Mert amilyen igaz az, amit ugyancsak Eötvös mond, hogy „csak az az igazi tudomány, amely világra szól” vagyis eredményeinknek mértékét a nagyvilág ítélete szabja meg, éppen olyan igaz az is, hogy a hazai elismerésnek olyan külön értéke, olyan külön íze van, hogy azt semmi más e világon nem pótolhatja. Mert, hogy Pasteur híres mondását idézzem: A tudománynak nincs, de a tudósnak igenis van hazája és mi haszna, ha elnyeri az egész világ koszorúját, ha ebből éppen az az egyetlen levélke hiányzik, amely a hazai talajon nőtt, Engemet évtizedekig nem hagyott el az az érzés, hogy — Babits-al szólva — „Időm bora idegen kádba szállt” és hogy életem el fog múlni anélkül, hogy a magyar tudomány fejlődésére észrevehető hatást tettem volna. Ne higgyék kérem, hogy ezek egy sorsüldözött ember túlérzékeny lelkének a megnyilvánulásai. Íme a bizonyíték: 1910-ben Katona Lajosnak, a tanár, nyelvész és újságírónak halálakor mondta Riedl Frigyes a következő keserű szavakat: „Mi nem tudjuk a tehetségeket kellőleg ápolni. Kitüntetésre inkább az számíthat, aki kijárja azt magának, semmint a szerény érdem. Akinek nincs protekciója, könnyen juthat arra az elkeseredett és téves, de érthető gondolatra, hogy tulajdon hazájában a számkivetettség kenyerét eszi. Mindenki szkeptikus; de ha a szerénység tiltakozik, hogy nem érdemel valami jutalmat — azt mindjárt elhiszik.” Azután így folytatja: „A tudós, az író, a költő nálunk többnyire közömbös közönséggel áll szemben. A magyar művelt közönség nagy, néma tenger, csak politikai kérdések bírják ideig-óráig felszínét rövid időre felkavarni. A kormány minden jó akarata mellett is, egy voltaképp alapjában véve szegény ország helytelen arányban elosztott kiadásai között nem nyújthat elég kulturális támaszt. A politikai köröket hipnotizálják a művelődési kérdések rovására a közjogi kérdések, az arisztokrácia pedig önmagába mélyed. És a



tudósok támogatják-e egymást rokonszenvvél és munkás részvétellel, úgy, amint óhajtott volna? Mindegyik egy-egy szigeten él, mint olyan Péntektelen Robinson-féle?”

És midőn 25 év múlva, 1935-ben, a gyászos emlékü Horthy-korszak idejében a Magyar Hírlap ez évfordulóról újra megemlékezik, ugyanilyen keserűséggel fűzi hozzá: „Ami igaz volt 25 esztendővel ezelőtt, az időszerűnek bizonyul ma is. És *Katona Lajos* elfelejtett, legalább is a nagyközönség által elfelejtett pályája megismétlődött azóta nem egyszer, aminthogy valószínűleg meg fog még ismétlődni jó néhányszor magyar földön”. Ime 40 év előtti és 15 év előtti tudományos és közművelődési állapotainknak lesújtó, de igaz képe.

Kérem, vessék ezt jól elméjükbe és mondatról mondatra haladva vessék össze közművelődésünk mai állapotával és célkitűzéseivel azzal, ami ma már van és holnap lesz, hogy helyes képet nyerjenek a haladásról, melyet felszabadulásunk óta tettünk és a perspektívákról, mely előttünk áll. Minderre itt most nem térhetek ki. Egyet azonban meg kell mondanom. Ennek a magyar kriptának, amelyben annyi, idő előtt sírba szállt reménység és annyi, a feltámadás reménye nélkül elhunyt tehetség nyugszik, ablakát először az 1918-as Októberi Forradalom tárta ki, hogy — életünkben először — legalább szabadabb levegőt szívhassunk és az 1919-es proletár forradalom látott hozzá, hogy végleg alapjáig lerombolja és helyébe az egész magyar nép művelődésének otthonát emelje magasra. E tekintetben is legyen szabad csupán egyetlen tanúra hivatkoznom. *Fináczy Ernő*, a pedagógia akkori professzora a budapesti Egyetemen a jószándékú, de alapjában véve konzervatív tanárember prototípusa, állapította meg nem sokkal a forradalom bukása után, „A magyar pedagógia 4 hónapja” című cikkében, hogy — egynémely (pedagógiai és nem politikai) eltévelyedés ellenére, még nem volt a magyar köznevelés történetében arra példa, hogy ilyen rövid idő alatt annyi elfojtott erő szabadult volna fel, ilyen pezsgő élet indult volna meg és annyi bátor kezdeményezés látott volna napvilágot.” Az első elismerést és az első megbízatást egyetemi fizikai oktatásra én is a Tanácsköztársaságtól kaptam. Ami ezután jött, a Horthy-éra 25 esztendeje, az ebben az ünnepi órában maradjon említés nélkül. Ami velem

történt, azt el akarom felejteni, amit pedig ezen idő alatt az ipari és tudományos kutatás területén végeztem, arról most beszámolni nem feladatom. Mindez azonban immár a múlté. Most itt állok Önök előtt, népi demokráciánk jóvoltából a legmagasabb tudományos rangra emelve és az Önöktől nyert szeretet és elismerés gyógyító irjától begyógyult szívvel és megifjult lélekkel. Érzem azt a boldogító tudatot, hogy immár nemcsak a külvilág tart számon, mint a magyar tudomány munkását, éltet a remény, hogy tudományos és tanítói munkámmal még eredményesen fogom szolgálhatni népünk művelődését és lesz még hozzá erőm — és lesznek még hozzá munkatársaim — hogy ipari kutatásaim folytatásával ipari fejlődésünket, ötéves tervünk megvalósítását is elősegíthessem.

Legnagyobb örömöm azonban abban van, hogy megérhettem a fizikának, a mi szép tudományunknak soha nem remélt hazai fellendülését. S utolsó szavam most Önökhöz szól, a fiatal kutatógárdához, akik már itt vannak, és a még fiatalabbakhoz, akik még az egyetem padjain ülnek, a mi jövő reménységünkhöz. Mit mondhatok, mit adhatok Önöknek? Itt van kezemből *Otto Lummer*-nek, a századforduló kiváló német tudósának levele, amellyel 40 évvel ezelőtt, optikai dolgozatom megküldésére válaszolt. Engedjék meg, hogy a levelet felolvassam: „Lieber Herr College! Besten Dank für Zusage Ihrer schönen und interessanten Arbeit, die ich selbst im Colloquium referierten werde Gratuliere zu dem schönen Erfolg. Vivant sequentes! Mit Gruss Ihr ergebener O. Lummer.”

(Magyarul: Kedves Kollega Ur! Nagyon köszönöm, hogy megküldte az Ön szép és érdekes dolgozatát, melyet én magam fogok a kollokviumon ismertetni. Gratulálok a szép sikerhez. Vivat sequentes! Üdvözli híve O. Lummer.

Ezt a pár soros, de meleg szívvel írott levelet, amely nekem szomorú éveimben annyiszor nyújtott biztatást és bátorítást, most Önöknek nyújtom át és most én kiáltom oda Önöknek, „Vivat sequentes”, éljenek, akik a nyomdokainkba lépnek! Vagy, hogy a magyar költő szavával végezzem: „Mit én nem egészen dicstelenül kezdék, folytassák azt Önök teljes dicsőséggel.” Dicsőségére, lelki gyönyörűségére önmagunknak, dicsőségére a magyar népnek, javára, gyarapodására egész magyar népünknek.



# A magerők mezonelmélete

## A magerők

A klasszikus fizika két alapvető erőtípust ismert: a gravitációs tér által és az elektromágneses tér által közvetített erőt. Az anyag atomos szerkezetére vonatkozó ismereteink fejlődésével sikerült az anyag részecskéi közt ható erőket az elektromágneses erőre visszavezetni: a Coulomb-erőre a kvantummechanikai tárgyalásmódot alkalmazva helyesen írhatjuk le a kémiai erőket, a molekulák közt ható Van der Waals-erőket és velük együtt a szilárd testeket összetartó erőket is. Ugy látszott, hogy a XX. század első negyedében felállított nagy elméletek, a relativitás elmélet és a kvantumelmélet felhasználásával a természetben előforduló minden kölcsönhatást visszavezethetünk a gravitációs és elektromágneses kölcsönhatásra.

A kísérleti fizikai kutatás azonban nem pihent. Most is, mint már annyiszor, alighogy megbirkózott az elméleti fizika valamilyen feladattal, a kísérletező új, ismeretlen területeket tárt fel a kutatás számára. A radioaktivitás behatóbb vizsgálata, majd *Rutherford* kísérletei ráirányították a figyelmet az atom elektronfelhőjének közepén igen kis térfogatban  $10^{-36}$ – $10^{-39}$  cm<sup>3</sup> térrészben meghúzódó atommagra. A radioaktivitás felismerése, az, hogy egyes atommagok önként részecskéket dobnak ki magukból, kézenfekvővé tette a feltevést, hogy az atommag éppúgy részecskékből összetett alakzat, mint az elektronburok. Ez rögtön maga után vonja a kérdést: mik ezek a részecskék és mi tartja össze őket? *Rutherford* eredeti elképzelése szerint az atommag pozitív töltésű protonokból és negatív elektronokból áll. Feltevését arra alapozta, hogy a  $\beta$ -bomlás során elektronok lépnek ki az atommagból, tehát azok valószínűleg azelőtt benn is voltak, másrészt az atommagok tömege a legegyszerűbb atommagnak, a hidrogénmagnak, protonnak közel egészszámú többszöröse. A mag tömegét *Rutherford* szerint a benne levő protonok száma, a magtöltését a protonok és elektronok számának különbsége határozza meg. Mivel a protonok és elektronok ellenkező előjelű töltésekkel rendelkeznek, a Coulomb-törvény szerint vonzzák egymást, ezért megvolt annak a lehetősége, hogy a magok stabilitásának a Coulomb-erő kielégítő magyarázatát adhatja.

Az elképzelés azonban nem volt soká fenntartható. A kvantumelmélet alaptörvényei szerint elektron vagy más hasonló kistömegű részecske állandóan nem létezhetik az atommagban, mert ilyen kis helyre lokalizálva szükségük lenne olyan nagy kinetikus energiával kellene rendelkeznie, hogy okvetlenül kiválna a mag kötelékéből. Egy másik nehézség a következő volt: A spektroszkópiai megfigyelések szerint

az elemi részecskéknél mozgásukból eredő impulzusmomentumukon kívül van mozgásállapotuktól független, saját impulzusmomentumuk, úgynevezett spinjük is. Az elektron és proton spinje  $\hbar$  egységekben egyaránt  $1/2$  ( $2\pi \hbar$  a Planck-féle állandó). A kvantumelmélet szerint ez a spinvektor csak úgy állhat be valamilyen kiválasztott irányhoz képest, hogy arra való vetülete  $+1/2$  vagy  $-1/2$  legyen. Tekintsük a legegyszerűbb összetett atommagot, a kettes atomsúlyú nehéz hidrogén atommagját, a *deuteron*-t. Ennek *Rutherford* szerint két protonból és egy elektronból kell állnia, hogy a kettes atomsúly és az egyszeres töltés kiadódjék. A három részecske spinje vagy mind párhuzamos vagy két spin párhuzamosan, egy ellentétesen

$$\left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \text{ vagy } \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \right).$$

állhat. De mind a spektroszkópiai, mind a fajhő-mérések azt mutatták, hogy a deuteronnak a spinje sem nem  $3/2$ , sem nem  $1/2$ , hanem egész szám: 1. Ez arra vall, hogy a deuteron nem páratlan, hanem párosszámú feles spinű részecskéből áll.

A problémát, mint tudjuk, a neutron felfedése oldotta meg. Röviddel a felfedezése után, 1932-ben *Ivanenko* és *Heisenberg* azon nézetüknek adtak kifejezést, hogy a mag protonokból és neutronokból áll. Az atommag tömegét a protonok és neutronok számának összege szabja meg, a mag elektromos töltését viszont csak a protonok száma, mert a neutronoknak elektromos töltésük nincsen. A magok spinje is helyesen adódik, ha feltecsszük, hogy a neutron spinje (a proton és elektron spinjéhez hasonlóan)  $1/2$ . Például a deuteron egy protonból és egy neutronból van összetéve. Mivel a deuteron spinje 1, a proton és neutron spinjének párhuzamosan kell állania.

Ilyen módon sikerült kielégítő képet alkotnunk az atommag összetételéről, de felmerül az alkotórészeket összetartó erő problémája. Mivel a neutronnak elektromos töltése nincsen, a deuteron alkotó protont és neutront Coulomb-erő nem tarthatja össze. A gravitációs erő túlságosan gyöngye ahhoz, hogy számottevő hatása lehessen. (A deuteronban a két részecske távolsága kb.  $10^{-13}$  cm. Ilyen távolságban a két részecskét összetartó gravitációs helyzeti energia  $10^{-36}$  eV, ezzel szemben a deuteron valódi kötési energiája  $2 \cdot 10^6$  eV = 2 MeV). A nagyobb rendszámú, több protont tartalmazó atommagokat a Coulomb-taszítás egyenesen szétrepítené, ha valami más, ismeretlen erő, összetartásukról nem gondoskodna. Biztosra vehetjük tehát, hogy a magerők sem a gravitációs, sem az elektromág-



neses erővel nem magyarázhatók. Egy új erő-típussal állunk szemben.

Az erő megismerése felé vezető úton az első lépéseket a kísérleti fizikusnak kell megtenni. Az elektromosságban is az első lépés a Coulomb-erő kimérése volt, csak azután építhették fel *Faraday*, *Maxwell*, *Lorentz* az elektromosság elméletét. Néhány felvilágosítással már a legelső kísérletek szolgáltak. A magerők leg-szembeszökőbb sajátága azok rendkívül nagy volta. Amíg a kémiai erők vagy a velük össze-függő Coulomb-erő egyes elemi részecskék közt csak elektronvolt nagyságrendű kötési energiát képes létesíteni, a gravitációs erő pedig ennek számításba sem jövő törtrészét (lásd a deuteron példáját), addig az atommag kötési energiája millió elektronvoltokkal mérhető. A magerők nagy volta magyarázza éppen a kémiai elemek állandóságát, mert ez atommagjaik állandóságá-val függ össze.

Egy másik lényeges sajátáguk *Rutherford* legelső szórás kísérleteiből következett. *Rutherford* 1911-ben végzett mérései szerint radoaktív anyagokból kirepülő  $\alpha$ -részek atommagokon való szóródásának törvényszerűségei azzal a feltevés-sel voltak leírhatók, hogy az atommag és  $\alpha$ -rész közt tiszta Coulomb-erő hat. Mivel a természetes radioaktivitásból keletkező  $\alpha$ -részek energiájuk korlátos volta miatt a magot  $10^{-12}$  cm-nél jobban nem voltak képesek megközelíteni, *Rutherford* méréseinek eredményeiből arra következtet-hetünk, hogy a magerők hatása  $10^{-12}$  cm-nél távolabb lévő részecskékre (legalább is gyakorla-tilag) zérus. A magerők ezek szerint a gravitá-ció és Coulomb-erőtől eltérőleg igen rövid hatótávolságúak. Ha a magerőkre vonatkozólag további felvilágosítást akarunk kapni, akkor annyira fel kell gyorsítani a részecskéket, hogy ezen a zónán belül kerüljenek. Ekkor várható, hogy szóródásukat a magerők is befolyásolják és így a szórásképből a magerőkre vonatkozólag valami felvilágosítást nyerhetünk. Amíg azon-ban az ehhez szükséges nagyenergiájú részecské-ket mesterségesen elő tudták állítani, egy év-tized telt el. De ezután sem lehetett szó a mag-erők olyan pontos kiméréséről, mint amilyent *Coulomb* az elektrosztatikában végzett el, ezt az atomi méretekben is igen rövid hatótávolság megakadályozza. A magerőkre vonatkozó kutatások azonban közben sem szüneteltek.

### Yukawa mezonelmélete

Mikor elfogadtuk azt a feltevést, hogy az atommag kizárólag nehéz részecskékből (protonok-ból és neutronokból, összefoglaló néven nukleo-nokból) áll, akkor szembe kellett nézni azzal a problémával, hogy miként repülnek ki a  $\beta$ -bomlás során a magból elektronok, olyan ré-szecskék, melyek azelőtt nem voltak benne? A megoldáshoz vezető döntő lépést *Enrico Fermi* tette meg 1934-ben. *Fermi* a következőképpen

fogta meg a problémát: Mindnyájan tudjuk, hogy a hidrogénatom gerjesztett állapotban képes fotont emittálni, noha a protonból és elektronból álló atomban a gerjesztett állapot fennállása alatt foton nem volt jelen. A foton az elektron alacsonyabb energianívóra való ugrásának pillanatában keletkezik. *Fermi* sze-rint hasonló jelenség lép fel a  $\beta$ -bomlás során is: a magból kirepülő elektron (az energia, impulzus és spin megmaradásának biztosítására feltételezett neutrinnal együtt) a bomlás pilla-natában keletkezik, miközben az atommagban egy neutron az elektron-neutrínópár emissziója folytán potronná alakul át:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \nu$$

$$\text{Spin: } \frac{1}{2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$$

(A reakcióegyenlet alatt levő sorban a részecskék spinjét tüntettük fel. A két oldalon álló számok egyenlősége a spin megmaradásáért szavatol.) *Fermi* elképzelésének elméleti megfogalmazásá-nál ismét az elektronburokban lejátszódó rokon folyamat segített. Az elektronburokot alkotó elektronoknak elektromágneses terük van, az elektromágneses teret az elektronok keltik, ezek az elektromágneses tér „forrásai”. Az elektronfelhő állapotának megváltozásakor az elektromágneses térben is változás következik be: az elektron, mint az elektromágneses tér forrása egy elektromágneses energiakvantumot, egy fotont emittál.

$$e \rightarrow e + \gamma$$

( $\gamma$ -val a fotont jelöltük). A  $\beta$ -bomlást leíró fen-tebbi egyenlet nagyon hasonlít ehhez az egyen-lethez. Ezért *Fermi* feltételezte, hogy amint az elektronoknak (és más töltött részeknek, így a protonoknak is) elektromágneses terük van, úgy a nukleonoknak is van egy olyan erőterük, melyek energiakvantumai az elektronok és neutrínók. Ezt a teret nevezzük a könnyű részek terének, röviden elektronternek. A nukleo-nok, mint az elektronter forrásai, annak kvantumait emittálni és abszorbeálni képesek. Az emissziót mint  $\beta$ -bomlást, az abszorpciót mint  $K$ -befogást vesszük észre. Az instabil, tehát elektronemisszió szempontjából gerjesztettnek tekinthető  $\beta$ -bomló mag bomlási való-színősége is kiszámítható, ha ismeretes a csato-lás erőssége a nukleon és erőtere közt, vagyis az, hogy milyen erősen vesz részt egy nukleon az elektronter kialakításában. *Fermi* azt a jól bevált módszert követte, hogy egy-két ismert  $\beta$ -aktív mag felezési idejét felhasználva kiszá-mította a csatolás erősségét, ezután megvizs-gálta, hogy ezt felhasználva mennyinek adódik a többi  $\beta$ -aktív elem felezési ideje. A kapott eredmények a megfigyeléssel elég jó összhang-ban álltak.



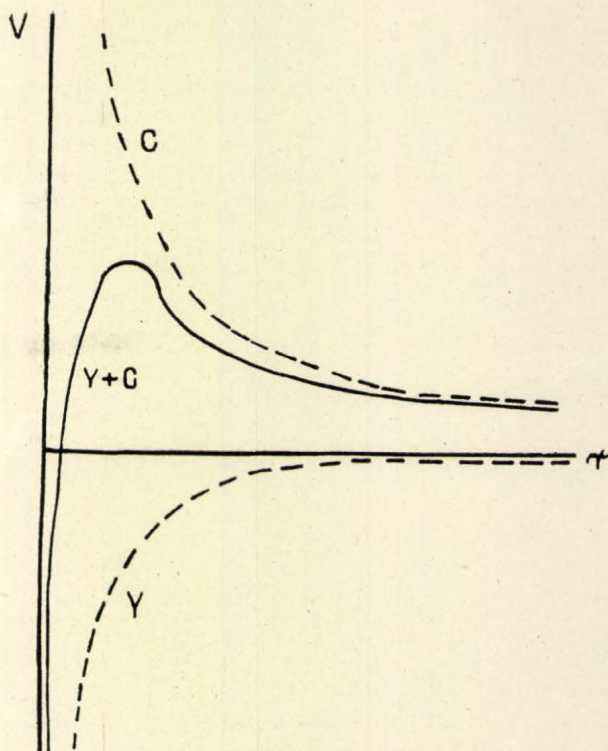
Az a gondolat, hogy a nukleonoknak ilyen különleges, eddig ismert tértípusoktól eltérő erőterük van, kézenfekvővé tette a gondolatot, hogy az elektrontérrel a mag kötését is magyarázni tudjuk. Az elektronburkot az atommaggal a mag és elektronok által létesített elektromágneses tér tartja össze. *Tamm* és vele egy időben *Ivanenko* felvetette a kérdést: nem lehetséges, hogy az atommagban a nukleonokat azok elektrontere tartja össze? Vajjon a magerőket nem ugyanaz az erőter létesíti-e, mellyel a  $\beta$ -bomlást magyaráztuk? A számítások elvégzése ismét nem okozott elvi nehézséget. A  $\beta$ -bomlás vizsgálatából ismerjük a nukleonok elektrontereinek erősségét, ennek alapján a kvantumelmélet módszereinek felhasználásával a két nukleon közt fellépő kölcsönhatás kiszámítható. A két szovjet fizikus a számítást 1935-ben elvégezte. Eredményük azt mutatta, hogy a nukleon elektrontere révén valóban gyakorol erőt a protonra. Az erő a távolsággal  $1/r^6$  szerint változik, a távolsággal rohamosan csökken. Azonban a  $\beta$ -bomlás tanúsága szerint a nukleonok elektrontere olyan gyenge, hogy sok nagyságrenddel kisebb erőhatást létesít két részecske közt, mint amekkorával az atommagban a kötési energia tanúsága szerint számolnunk kell.

Noha *Tamm* és *Ivanenko* számításai nem hozták meg a kívánt megoldást, mégsem voltak hiábavalóak. Megmutatták, hogy minden feltételezett kölcsönhatás éppen úgy kezelhető elméletileg, a számítások éppen olyan mérésekkel ellenőrizhető eredményekre vezetnek, mint például az elektromágneses tér által továbbított Coulomb-vonzás.

*Tamm* és *Ivanenko* gondolatát továbbfejlesztve a magerő-kutatás fontosabb eseményei ezután már gyorsan követték egymást. Még ugyanebben az évben *Hideki Yukawa* megfordította *Tamm* és *Ivanenko* gondolatmenetét. Azok azt vizsgálták meg, milyen erőhatást létesít a nukleonok közt egy olyan tér, melynek energiakvantumai, az elektronok ismertek voltak. *Yukawa* így vetette fel a kérdést: milyenek lennének egy olyan erőter kvantumai, mely helyesen írja le a magerőket?

*Tamm* és *Ivanenko* elképzelése szerint két nukleon közt a kölcsönhatást az elektron és neutrínó-tér együtt hozza létre. Természetesen sokkal egyszerűbbé válik a helyzet, ha feltesszük, hogy a kölcsönhatást nem összetett, hanem egyszerű erőter továbbítja, úgy mint a töltött részecskék kölcsönhatását továbbító elektromágneses tér. Mivel azonban az eredeti és a hipotetikus erőter kvantumának kibocsátása után keletkező új nukleon egyaránt  $1/2$  spinű, a hipotetikus kvantum spinje már nem lehet  $1/2$ , hanem csak 0 vagy 1.

Olyan állapotegyenletnek, mely 0 spinű részecskét ír le, lényegében csak egy egyenlet jöhet



A kölcsönhatási potenciál két proton közt, mint a nagytávolságú Coulomb-erő és a rövidtávolságú magerő potenciáljának eredője.

számításba, a Schrödinger—Gordon-egyenlet:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{M^2 c^2}{\hbar^2} \psi.$$

$c$  a fénysebesség vákuumban. (Mikor az elektron relativisztikus állapotegyenletét keresték, *Gordon* ezzel az egyenlettel próbálkozott. Később kiderült, hogy a hidrogénszinkép a fenti egyenletből a tapasztalattal ellenkezésben adódik, tehát a fenti egyenlet az elektron állapotegyenletének nem tekinthető.) *Yukawa* feltételezte, hogy a magerőket közvetítő hipotetikus részecskét a fenti egyenlet írja le. Ezt alátámasztja az a körülmény, hogy a Schrödinger—Gordon-egyenlet mint potenciálegyenlet a távolsággal rohamosan csökkenő potenciált határoz meg. Az egyenlet sztatikus gömbszimmetrikus és fizikailag értelmes megoldása:

$$\psi = -g^2 \frac{e^{-kr}}{r}, \quad k = \frac{Mc}{\hbar}. \quad (1)$$

Ilyen két egymástól  $r$  távolságban levő részecske közt a potenciális energia. Látható, hogy ha  $r$  értéke  $1/k$ -nál nagyobb, akkor a potenciál értéke igen kicsire csökken. A fenti egyenlet által leírt kölcsönhatás hatótávolsága tehát  $1/k$ , ennél távolabb a nukleonok közt a *Yukawa*-erők kölcsönhatást nem létesítenek. A nukleonok közt fellépő kötési energia nagyságát a  $g$  csatolási állandó szabja meg. Ennek értékét tapasztalatilag kell meghatározni.



Az egyenletben szereplő  $M$  az állapotegyenlet által leírt részecskének, a Yukawa-féle magerő-tér energiakvantumának a tömege. Már említés történt arról, hogy a magerők hatótávolsága a szórás kísérletekből  $10^{-13}$  cm körül levő értéknek adódott. Ennek egyenlőnek kell lennie  $1/k$ -val, azaz  $Mc/h$ -sal, tehát a Yukawa-féle hipotetikus részecske tömege

$$M \sim \frac{h}{c} \cdot 10^{-13} \text{ cm} \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ gramm} \sim$$

300 elektrontömeg.

Ekkorának kell lennie a magerők energiakvantumának, hogy a magerők hatótávolsága a kísérlettel egyezésben adódjék. Azt, hogy a természetben ekkora tömegű részecskét még nem találtak, azt Yukawa az általa feltételezett „nehéz kvantum” nagyfokú bomlékonyságával magyarázta.

Mindez elmélet volt, melyet még a tapasztalatnak kell megerősítenie. Megtalálhatók-e a természetben a „nehéz kvantumok”? A kérdésre választ, Yukawa hipotézisére igazolást csak a kísérleti fizikától várhatunk.

Egy 300 elektrontömegű részecske tömegének előteremtéséhez 150 MeV energiára van szükség. Legalább ekkora kinetikus energiájú részecskékkel kell rendelkezünk, ha a nehéz kvantumokat mesterségesen elő akarjuk állítani. Yukawa elméletének felállítása idején, másfél évtizeddel ezelőtt ilyen nagyenergiájú részecskék mesterséges előállításáról még nem lehetett szó. De a Földön kívülről a kozmikus sugárzásban érkező részecskéknél a megfigyelések szerint ennél jóval nagyobb energiákkal is kell rendelkeznie. Ezért Yukawa szerint a nehéz kvantumok felfedezése a kozmikus sugárzásban várható. Fordítsuk figyelmünket a kozmikus sugárzás tanulmányozása felé.

### A mezon felfedezése

A mérések azt mutatták, hogy a tengerszinten a kozmikus sugárzás részecskéi két élesen elkülönülő csoportra oszthatók. A részecskék egy részét egy-két cm ólomréteg teljesen elnyeli (ez a *lágú komponens*), jelentékeny részük azokban sok cm vastag ólomlemezen is képes áthalolni számottevő abszorpció nélkül. Azt már a korai mérések (*Bothe—Kohlhörster, Sz Kobeljcin*) megmutatták, hogy a lágú komponens elektronokból és pozitronokból (pozitív töltésű elektronokból) áll. Először azt gondolták, hogy a nagy áthatolóképességű *kemény komponens* is ugyanilyen összetételű, a nagy áthatolóképesség csak annak a következménye, hogy a részecskék e csoportjának az energiája igen nagy, sok száz millió eV.

Az anyagon áthaladó elektronok energia-vesztésére vonatkozólag *Bethe* és *Heitler* végeztek elméleti számításokat. Ezek szerint a lassú elektronok energiájuk javarészét azáltal veszítik

el, hogy az útjukba eső atomokat ionizálják, ezzel szemben a gyors elektronok legtekintélyesebb energiavesztése onnan ered, hogy az atommagok Coulomb-terében az elektronok lelassulnak és kinetikus energiájuk elektromágneses sugárzássá alakul át. A fékezési sugárzás következtében fellépő nagy energiavesztés azt eredményezi, hogy még a leggyorsabb elektronoknak is 300 m levegőben megtett út vagy ennek megfelelően igen vékony ólomrétegen való áthaladás során teljesen le kell fékeződniök, ellentétben a kemény komponens megfigyelt sajátjaival. Két eshetőség között választhattunk: vagy elfogadjuk, hogy a kemény komponens nagyenergiájú elektronokból áll és elvetjük a *Bethe—Heitler*-elméletnek ilyen nagy energiákra vonatkozó eredményeit, — vagy pedig elfogadjuk az elméletet és feltételezzük, hogy a kemény komponens az elektronoknál lényegesen nehezebb részecskékből áll, melyek sugárzási vesztesége kisebb. A fizikusok először az első eshetőséget tartották valószínűbbnek. Csak amikor kiderült, hogy a kis energiáknál kísérletileg beigazolt *Bethe—Heitler*-féle eredményekből *Lorentz*-transzformációval következnek a nagy energiákra vonatkozó adatok, akkor kényszerültek az elmélet elfogadására és ezzel az új részecskék létezésének elismerésére.

Az áthaladó sugárzás abszorpcióképességének ismeretében mód nyílt az ismeretlen részecske tömegének meghatározására. 1937-ben *Neddermeyer* és *Anderson* pontosabb mérései alapján az ismeretlen részecske tömege kb. 200 elektrontömegnek adódott, töltése pozitív vagy negatív elemi töltésnek. Ezeket a tömeg szempontjából könnyű részek (elektron) és nehéz részek (nukleon) közé eső korpuszkulákat *mezonoknak* nevezték el. A mezonokat rövidesen ködkamrában is sikerült lefényképezni. A felfedezés után Yukawa a mezonokat az általa megjósolt nehéz kvantumokkal azonosította.

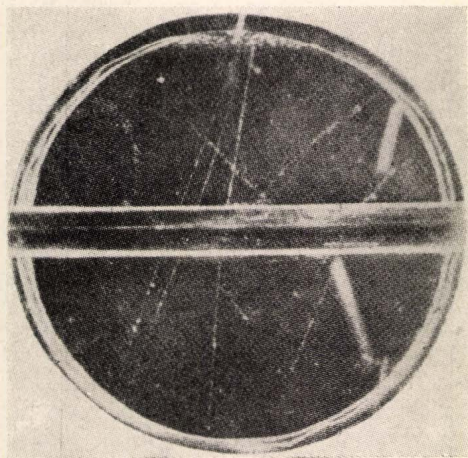


Mezon bomlása ködkamrában.

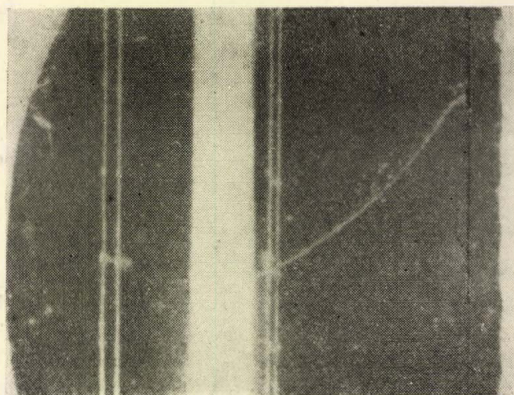


A jóslás sikere oly meglepő, a magerők és mezonok egyöntetű elméleti magyarázatának lehetősége oly kecsegtető volt, hogy Yukawa feltevését a tudományos világ csakhamar elfogadta. Nemsokára beigazolódott a mezonok bomlékonysága is. Erre először a mezonok abszorpciójának rendellenességeiből, később közvetlen ködkamrafelvételekből következtek. A felvételek mezonnak elektronra és a ködkamrában megfigyelhetetlen semleges részecskékre való bomlását mutatták. A mezonok átlagos élettartama igen rövid, mindössze két milliomod másodperc.

A Yukawa-féle feltevés szerint a nukleon és a magerők tere közt erős csatolás van, így várható, hogy a nukleonok és a magerők terének kvantumai, a mezonok egymással élénken reagálnak, a nukleon a mezonot kibocsátani és elnyelni képes. Ezt fel is kell tételeznünk, ha meg akarjuk magyarázni a kozmikus sugárzás kemény komponensének keletkezését. A mezonok a Földön kívülről nem érkezhettek rövid élettartamuk miatt. Különböző mérésekből, elsősorban az érkező részecskéknél a Föld mágneses terében elszenvedett eltérüléséből arra kell következtetnünk, hogy a primér kozmikus sugárzás sokszáz MeV energiájú atommagokból, főleg protonokból áll. A protonok a legfelső levegőrétegek atommagjaiban levő nukleonokkal ütköznek. Ütközésük során a protonok lefékeződnek, miközben a fékezési sugárzáshoz hasonló jelenség lép fel: a proton kinetikus energiájának egy részét energiakvantum alakjában kisugározza. A kvantum azonban most nem foton, nem az elektromágneses tér energiakvantuma, hanem a magerő-téré, mezon. A proton, míg teljesen lefékeződik, az atommagban több nukleonnal is ütközhetik és így több mezonot kelthet. Ezért várható mezonok csoportos fellépése a kozmikus sugárzásban. Ilyen csoportosan érkező mezonok által alkotott, nagy áthatoló képességű kozmikus záporokat Jánossy Lajos



Csoportosan érkező, a ködkamrában elhelyezett ólomlemezen áthatoló mezonok (áthatoló zápor).



$\mu$ -mezonot vastag ólomlemezen való áthatolás után befog egy atom. A befogást ionizáló töltött részecske emissziója nem kíséri.

és munkatársai kutatásaiból ismerünk. (Heitler és Jánossy szerint a mezonok a beeső protonnak a magon való áthaladása során egymás után egyenként keletkeznek, amint a proton a magban az egyes nukleonokkal ütközik, — hasonlóan az elektron fékezési sugárzásában egymás után keletkező fotonokhoz. A rendelkezésre álló kísérleti adatok alapján azonban nem lehet kizárni Heisenberg elképzelését sem, mely szerint a proton és nukleon ütközésekor az erős nukleon-mezontér-csatolás folytán egy aktusban több mezon jöhet létre.)

A megfordított folyamatot, a mezonok elnyelését itt a tengerszinten közvetlenül tanulmányozhatjuk. A mezonokban anyagban való elnyeléséről már volt szó. Az elnyelési folyamatnak tapasztalattal egyező leírására akkor jutunk, ha feltételezzük, hogy a negatív töltésű mezonokat az atom egy belső elektronpályára befogja, a mezon ott egyideig, a számítások szerint néhány-szor  $10^{-8}$  sec-ig kering, míg a  $K$ -befogáshoz hasonló abszorpció be nem következik. Ez azonban igen meglepő körülmény! Ha a nukleon és mezonok közt legalább olyan erős kölcsönhatás van, mint az elektron és foton közt, akkor hogyan lehetséges, hogy bizonyos időbe tart, míg a mezon beléphet a magba? A fotonabszorpció pillanatszerűen megtörténik. Egy másik problémát a mezonok nagy áthatoló képessége rejt magában. Hogyan lehetséges, hogy a mezon, melyre a nukleonok feltevésünk szerint nagy befolyással vannak, több deciméter ólmon képes áthatolni elnyelődés nélkül? És mi történik az elnyelt mezon nyugalmi tömegéből felszabaduló 100 MeV energiával, ami gyakran több, mint az atommag egész kötési energiája? Ilyen nagy energiamennyiség közlése esetén a mának alkotórészeire kellene szétrobbannia. Ehelyett mindössze az történik, hogy a mag töltése eggyel lecsökken, legfeljebb egy lassú neutron kilépése figyelhető meg. Hová lesz hát a 100 MeV energia? Ha a befogó mag nem kapta meg, akkor valamilyen semleges részecskének



kellett észrevétlenül magával vinnie, talán a mezon semleges változatának.

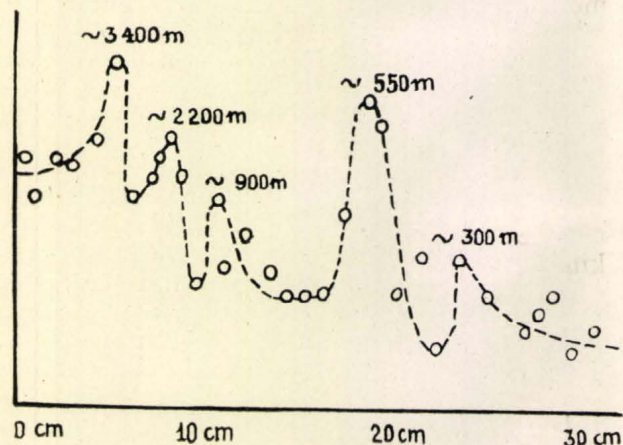
$$p + \mu^- \rightarrow n + \mu^0.$$

Eszerint tulajdonképpen nem is a mezon befogásáról van szó, hanem mindössze arról, hogy a mezon átadja töltését az atommagnak, maga pedig továbbmegy, mintha nem is volna sok köze a töltést átvevő nukleonhoz. Az abszorpció csekély mértéke is arra vall, hogy a mezon és nukleon közt nincs a Coulomb-erőn lényegesen túlmenő kölcsönhatás. Ezt szembeállítva a magerők mezonelmélete által feltételezett szoros kapcsolattal láthatjuk, hogy az elmélet és tapasztalat súlyos ellentmondásával kerültünk szembe.

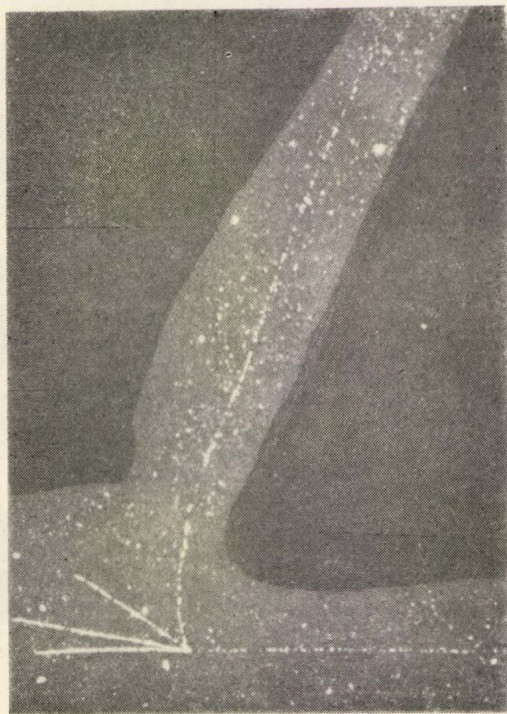
### A $\pi$ -mezon

A megbeszélte jelenségek egyes fizikusokat csakhamar arra a felismerésre vezettek, hogy a tenger színén általunk észlelt mezonok nem azonosak azokkal, melyek keletkezését a magasabb légrétegekben elképzeltük és melyekkel a magerőket magyarázni kívánjuk. 1946-ban *Sakata*, 1947-ben pedig *Marshak* és *Bethe* azon véleményüknek adtak kifejezést, hogy a tengerszint-mezonok a légkör felső rétegeiben keletkező magerők kvantumok spontán bomlásának termékei. Felfogásuk szerint az igazi Yukawa-féle nehéz kvantum nagyobb tömegű, 300-szoros elektron-tömegnek felelhet meg a tömege. Élettartamának igen rövidnek,  $2 \cdot 10^{-8}$  sec-nál kisebbnek kell lennie, hiszen a tengerszinten már csak bomlástermékeit találjuk.

Ebben az időben kezdődtek *Alihanjan* és *Alihanov* mérései. Ők a Kaukázusban, több ezer méterrel a tengerszint felett, közelebb a Yukawa-féle kvantumok feltételezett keletkezési helyéhez a kozmikus sugárzás részecskéi közt kutattak az anyagban gyorsabban elnyelődő részecskék után. Mérésük elve a ködkamrával végzett



A  $2,4 + 1,2$  ólom hatótávolságú részecskék gyakorisága, mint mágneses térben való eltérülésük függvénye, a feltételezett tömegek feltüntetésével Alihanjan és Alihanov szerint.



A felülről érkező  $\pi$ -mezon egy atommagba ütközik és azt felrobbantja. A fotoemulzióban a robbanás helyétől jobbra egy proton kirepülése, balra két  $\alpha$ -rész és egy proton kirepülése figyelhető meg.

mérésekhez hasonlított: az áthaladt részecske tömegét és sebességét a mágneses tér által létesített eltérítés mértékéből és az ólmon való áthatolóképességéből határozták meg, a részecskék pályáját azonban nem ködkamra-felvétellel, hanem számlálócsősorozatokkal regisztrálták. A jelzőberendezés olyan volt, hogy a nagy áthatoló képességű tengerszint-mezonokat nem jelezte, csak az olyan részecskéket, melyeket néhány cm-es ólomréteg elnyelt. Az elektronokat pedig a berendezésben elhelyezett 12 mm-es ólomréteggel szűrték ki. Így csak az atommagokat és a feltételezett Yukawa-féle részecskéket figyelték meg. A szerzők már legelső, 1946-os dolgozatukban közölték, hogy találtak a kozmikus sugárzásban protonok és nehezebb atommagok mellett a protonnál könnyebb részecskéket is, pozitív és negatív töltéssel egyaránt. Valószínűnek tartották, hogy különböző tömegű részecskékkel kell számolni. A bonyolult mérőberendezés különböző okokból fellépő pontatlansága nem tette lehetővé a jelzett részek tömegének megbízható pontosságú meghatározását.

Nem sokkal Alihanjan és Alihanov első közleménye után a bristoli fotoemulziós kutatócsoport a sztratoszférába felküldött fényképlemezen olyan részecskék nyomait találta meg, melyek atommagba ütközve az egész atommagot alkatrészeire robbantják szét. Mint megbeszéltek, ilyen tulajdonsággal kell rendelkeznie



a nukleonokkal erős kölcsönhatásban álló részecskének. Más felvételen ugyanilyen részecskéek spontán bomlása figyelhető meg, a bomlásterméket a tömeg pontos meghatározása után az ismert 200-as tömegű tengerszint-mezonnal lehetett azonosítani. A talált bomló és magrobbantást keltő részecskéek tömege számos nyom kimérése alapján 300 elektrontömegnél valamivel kisebbnek adódott. Mindezek után nyilvánvaló lett, hogy a felfedezett részecske a Yukawa, Sakata és Bethe által feltételezett magerő-mezon. A felfedező Powell javaslatára az új részecskét  $\pi$ -mezonnak nevezték el, a régebben ismert tengerszint-mezont pedig megkülönböztetésül  $\mu$ -mezonnak. A  $\pi$ -mezon és Yukawa nehéz kvantumának azonosságát még jobban megerősítették azok a felvételek, melyek  $\pi$ -mezonok keletkezését mutatják nagyenergiájú magrobbanásokban. Látjuk ebből, hogy mind a Yukawa-féle nehéz kvantum keletkezésére, mind annak bomlására, illetve anyagban való elnyelődésére elméletileg alkotott elképzelésünk helyes volt, a felfedezések igazolták az elméleti fizikust.

Yukawa elmélete alapján ma a  $\pi$ -mezonokat és a magerőket mint ugyanazon fizikai létező két megjelenési formáját fogjuk fel. Amint az elektromágneses teret leíró kvantált Maxwell-egyenletek egyaránt számot adnak a töltött részecskéek közt ható Coulomb-erőt létesítő elektrosztatikus térről és a töltött részecskéek által kisugárzott, térben tovahaladó elektromágneses energiát reprezentáló fotonokról, úgy a mezonelmélet szerint is egy erőternek, a mezonternek a sztatikus állapota jelenik meg a nukleonok kölcsönhatásáért felelős magerő formájában, a nukleonok által alacsonyabb energiájú állapotba való ugráskor kisugárzott energiát pedig a mezonter tovahaladó megjelenési formái, a részecske-sajátságokat mutató mezonok hordozzák. Lényeges különbséget jelent azonban az elektromágneses tér energiakvantumai, a fotonok, és a mezonter energiakvantumai, a  $\pi$ -mezonok közt az a körülmény, hogy az utóbbiaknak a megfigyelések szerint elektromos töltésük van. Ez azt eredményezi, hogy az atommagot alkotó, mezonteret létesítő protonok és neutronok személyazonossága elmosódik. Így például az egy protonból és egy neutronból álló deutron egységnyi elektromos töltését valamely pillanatban hordozhatja az egyik vagy másik nukleon, de esetleg az általuk létesített mezonter is. A deutron viszonyait a következő egyenlettel szemléltethetjük:

$$p_1 + n_2 \rightarrow (n_1 + \pi^+) + n_2 \rightarrow n_1 +$$

$$+ (\pi^+ + n_2) \rightarrow n_1 + p_2$$

vagy

$$n_1 + p_2 \rightarrow (p_1 + \pi^-) + p_2 \rightarrow p_1 +$$

$$+ (\pi^- + p_2) \rightarrow p_1 + n_2.$$

(Természetesen az, hogy a nukleonok közt a kölcsönhatás során a mezonter ilyen töltés-

kicserélődést létesíthet, nem jelenti azt, hogy a nukleonok a magban valódi mezonokat emittálnak és abszorbeálnak. Ez az energia megmaradásának törvénye miatt sem lehetséges: az atommagban levő nukleonok nem rendelkezhetnek a mezon emissziójához, a mezon tömegében rejlő energia előteremtéséhez szükséges 150 MeV fölötti energiával. Ezért ha a nukleonok mezonter által közvetített kölcsönhatását a fenti vagy ahhoz hasonló más egyenletekkel írjuk le, tartsuk szem előtt, hogy azok a valóságot szemléltetik, de nem ábrázolják. Valóban mezonok nem röpködnek az egymásra erőt kifejtő nukleonok közt, eltekintve az igen nagy, többszáz MeV energiájú magreakcióktól.) Annak, hogy az atommag nukleonjai közt a töltéshordozó mezonter ilyen töltés-áramlást létesít, természetesen jelentkeznie kell az atommag elektromos tulajdonságaiban. A mag Coulomb-tere nem módosul, mert az elektromos töltések összege állandó, de a töltések mozgása járulékos mágneses teret eredményezhet. A legtöbb atommagnál, így már az egy protonból és két neutronból álló tritonnál ( ${}^3_1\text{H}$ ) meg is figyelték, hogy az atommag mágneses momentuma nem egyenlő az őt alkotó nukleonok momentumainak összegével, hanem attól eltér. Ugy látszik, a magok mágneses momentumának anomáliáit a kicserélődési áramokkal legalábbis nagyságrendileg helyesen sikerül magyarázni.

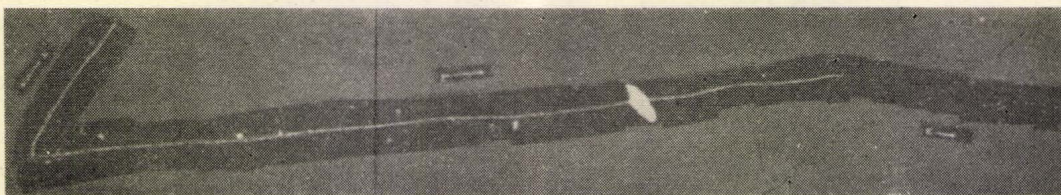
Az atommag tulajdonságainak vizsgálatát a mezonelmélet alapján megnehezítette az a körülmény, hogy a  $\pi$ -mezonok sok sajátosságát nem ismerhettük meg pontosan azok nagy ritkasága miatt.  $\pi$ -mezonok a tengerszinten nem találhatók, még a kísérleti eszközökkel elérhető pár km-es magasságokban is igen ritkák. Csak a légkömbbel a sztratoszférába küldött, illetve az Alpokban és Kaukázusban nagy magasságokban elhelyezett fényképlemezeken volt a nyomuk megfigyelhető, a nehezebben hordozható és kisebb hatásfokkal dolgozó ködkamrában észlelésükre nem volt lehetőség. Érthető, hogy felmerült a  $\pi$ -mezonok mesterséges, nagybani előállítására vonatkozó kívánság.

Ahhoz, hogy a  $\pi$ -mezon tömegében rejlő energiát előteremtsük, 150 MeV-ra van szükségünk. Azonban hiába adnánk egy részecskének ekkora kinetikus energiát, nem várható, hogy vele atommagokat bombázva mezonok keletkezzenek, mert az ütközés után a bombázó és bombázott rész a kezdetben meglevő kinetikus energia jelentékeny részét magával viszi. Ha eredményt akarunk elérni, akkor 300 MeV-nál nagyobb energiájú részecskéket kell előállítanunk. Ilyen nagy energiáknál azonban a relativisztikus tömegnövekedés olyan jelentős, hogy a ciklotronok használhatatlanná válnak. Olyan részecske-gyorsító berendezések konstruálása szükséges, mely a relativitás-elmélet figyelembevételével a növekvő tehetetlenségű részecskéket képes tovább gyorsítani. Ilyen a Vekszer



által még 1944-ben felállított elv szerint működő *szinkro-ciklotron*. Az első ilyen berendezés, mely 300 MeV-nál nagyobb energiájú részecskéket tudott előállítani, 1948-ban készült el Berkleyben. Mikor a gyorsítót üzembehelyezve nagy-energiájú  $\alpha$ -részecskékkel és deuteronokkal különféle anyagokat bombáztak, valóban megfigyelték  $\pi$ -mezonok keletkezését.

A  $\pi$ -mezonok mesterséges előállítása lehetővé tette sajátásaik beható tanulmányozását. A megfigyelések azt mutatták, hogy pozitív és negatív töltésű  $\pi$ -mezonok egyforma gyakorisággal keletkeznek, a negatív  $\pi$ -mezonokat az atommagok erősen gerjesztődve hamar befogják, a befogást a mag szétrobbanása követi. A be nem fogott mezonok spontán bomlanak, átlagos élettartamuk  $1,6 \cdot 10^{-8}$  sec. A  $\pi$ -mezon tömege az elektrontömeggel 274-szerese. Mindezek az adatok lényegében azonosak a Yukawa által 13 évvel előbb megjósolt adatokkal és így igazolták Yukawa elképzelését. Ez magyarázza azt az érdekes körülményt, hogy Yukawa 1935-ben felállított elméletéért csak a  $\pi$ -mezonok felfedezése után kapta meg a fizikai Nobel-díjat.



A fotoemulzióba baloldalt fentről érkező  $\pi$ -mezon  $\mu$ -mezonra, majd a  $\mu$ -mezon gyengén ionizált nyomot hagyó elektronra bomlik.

### A mezonok bomlástermékei

A  $\pi$ -mezonok bomlásakor keletkező  $\mu$ -mezonok energiája, amennyiben az elbomló  $\pi$ -mezonnak számottevő kinetikus energiája nem volt, a megfigyelések szerint mindig 4,1 MeV-nek adódott. Ebből arra következtethetünk, hogy a  $\pi$ -mezon tömegéből adódó energia többi részét egyetlen semleges részecske viszi el. (Ha több semleges részecske keletkezne, akkor a felszabaduló energia többféleképpen oszolhatna el a bomlástermékek közt, tehát különböző kinetikus energiával keletkező  $\mu$ -mezonokat figyelhetnénk meg. Két bomlástermék esetén azonban egy impulzusegyenlet az energiaeloszlást egyértelműen megszabja.) Az impulzus- és energia-adatok szerint a semleges részecske tömegének a  $\mu$ -mezonnál jóval kisebbnek kell lennie. Ha nem akarunk valami új, eddig ismeretlen részecskét feltételezni, akkor a semleges részecskét csak a neutrínóval azonosíthatjuk. (Foton nem jöhet számításba, mert keletkezésénél elektron-pozitron-párok képződése elárulná.) Ez azonban meghatározza a  $\mu$ -mezon spinjét is. A magerót közvetítő részecskének, a  $\pi$ -mezon-

nak a spinje, mint azt megbeszéltük 0 vagy 1. A  $\mu$ -mezon belőle az  $1/2$  spinű neutrínóval együtt keletkezik, tehát maga is csak  $1/2$  spinű lehet.

$$\pi \rightarrow \mu + \nu,$$

$$\text{Spin: } 0 \text{ vagy } 1 = \frac{1}{2} + \text{vagy} - \frac{1}{2}.$$

A  $\mu$ -mezon ezek szerint az elektronhoz hasonlóan a Pauli-elvnek alávetett részecskének kell elképzelnünk. A tömegtöbbletet esetleg mint gerjesztési energiát foghatjuk fel, melyet leadva a  $\mu$ -mezon önként stabilis elektronná alakul át. A  $\mu$ -mezonnak ilyen instabil állapotba gerjesztett „nehéz elektronnak” való felfogását megerősíti az, hogy a negatív töltésű  $\mu$ -mezon az atomban képes az elektron helyét elfoglalni és mindaddig kering a mag körül, míg az a K-befogáshoz hasonlóan el nem nyeli.

A  $\mu$ -mezon bomlásakor, mint mondtunk, elektron keletkezik. A keletkező elektron energiája azonban nem meghatározott diszkrét érték, mint a  $\pi$ -bomlásból keletkező  $\mu$ -mezoné, hanem folytonos energiaspektrumot mutat,

hozzávetőleg 34 MeV középtérrel. Ebből arra kell következtetnünk, hogy a  $\mu$ -mezon nyugalmi energiája kettőnél több részecske közt oszlik meg, az elektronra átlagban  $1/3$  rész jut. A semleges részecskének természetesen ismét a  $\mu$ -mezonnál lényegesen könnyebb részecskének, feltehetőleg neutrínóknak kell lenniök. Mivel mind a neutrínó, mind az elektron tömege kicsiny a  $\mu$ -mezon tömegéhez képest, energiafelvétel szempontjából egyenértékűnek vehetők. Kézenfekvő a feltevés, hogy a  $\mu$ -mezon három részecskére bomlik, ezért jut az elektronra átlagban az összes energia  $1/3$ -a. Ez összhangzásban áll a  $\mu$ -mezon spinjére vonatkozó elképzelésünkkel:

$$\mu \rightarrow e + \nu + \nu,$$

$$\text{Spin: } \frac{1}{2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2}.$$

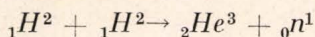
(A mérések jelen pontossága mellett nem lehet kizárnunk a négy részecskére való bomlást sem. Pontosabb mérések a spinmeghatározás szempontjából igen fontosak lennének.)



Az a körülmény, hogy a  $\pi - \mu - e$  bomlás-sor egyetlen töltött végterméke az elektron, azt bizonyítja, hogy mind a  $\pi$ -, mind a  $\mu$ -mezon töltése egyenlő az elektron töltésével.

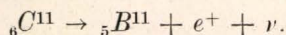
### A magerők töltésfüggése

A nagyenergiájú részecskék előállítása nemcsak azért volt jelentős, mert a  $\pi$ -mezonok mesterséges előállítását tette lehetővé. Hidrogéngázt nagyenergiájú protonokkal bombázva olyan közel juttathatunk két nukleont egymáshoz, hogy szóródásukat a Coulomb-erő mellett a magerő is lényegesen befolyásolja. A nagyenergiájú deuteronokkal



reakcióegyenlet szerint előállítható, 90 MeV-ot elérő energiájú neutronokkal végzett szórás-kísérletek pedig a proton és neutron közt ható erő tanulmányozását tette lehetővé.

A deuteron létezése mutatja, hogy proton és neutron közt igen erős magerő hat. Fontos kérdés a magerő-kutatásban, hogy hat-e magerő két proton közt is, és ha igen, akkor hogy viszonylik a proton és neutron közt ható erőhöz. A szórás-kísérletek megmutatták, hogy a proton-proton szórás nem magyarázható kielégítően pusztán a Coulomb-erővel, mihelyst a protonok egymást  $10^{-13}$  cm-nyire megközelítették. A szórás-kép kiméréséből és kiértékeléséből kiderült, hogy ha a Coulomb-erőt levonjuk, két proton közt ugyanakkora magerő adódik, mint proton és neutron közt. Ugy látszik tehát, hogy a magerők nem függnek a kölcsönható nukleonok töltésétől. Azt a körülményt más megfigyelések is alátámasztották. Tekintsük a következő  $\beta$ -bomlást:



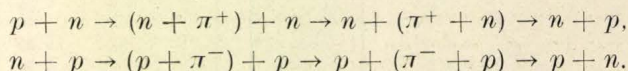
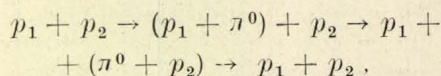
Itt lényegében az történik, hogy a 6 protont és 5 neutron tartalmazó atommag átalakul 5 protont és 6 neutron tartalmazó atommaggá, a felszabaduló 1 MeV energiát a keletkező pozitron és neutrínó magával viszi. Ha utána számítunk, azt találjuk, hogy az elvitt energia éppen egyenlő a Coulomb-energia lecsökkenésével (leszámítva a kilépő elektron tömegének és a keletkező neutron tömegfebbletének fedezéséhez szükséges energiát):

$$\frac{3}{5} \frac{(6e)^2}{R} - \frac{3}{5} \frac{(5e)^2}{R} = 1 \text{ MeV} + mc^2 + (M_n - M_p) c^2.$$

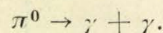
( $R$  mag sugár  $= 6 \cdot 10^{-13}$  cm.) Ebből arra következtethetünk, hogy az atommag magerőktől származó kötési energiája nem változott meg annak következtében, hogy a magban egy proton neutronná alakult, illetve a protonok és neutronok szerepet cseréltek.

A magerőknek nukleon-töltéstől független voltát leírhatnánk azzal a feltevessel, hogy a

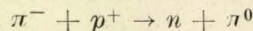
nukleonok között a kölcsönhatást semleges mezonter közvetíti. Ekkor a  $p - p$  és  $p - n$  erők természetesen egyenlőeknek adódnak, de így le kellene mondanunk a Yukawa-féle elmélet legmegkapóbb vonásáról: a magerők és az észlelt töltött mezonok egységes magyarázatáról. Töltött mezonter viszont két proton közt kölcsönhatást nem közvetíthet. Ezért Kemmer a következő elméletet állította fel: A magerők közvetítésében egyforma arányban vesznek részt egymástól csak töltésükben különböző, egyéb tulajdonságaikban azonos pozitív, negatív és semleges mezonok tere. A kölcsönhatást tehát így szemléltethetjük:



A még 1938-ban kidolgozott szimmetrikus elméletben a három mezon teljesen egyformán, mint egyazon részecske három állapota jelenik meg. A legutóbbi években végzett szórás-kísérletek a szimmetrikus elméletet a csak semleges, illetve csak töltött mezonokat feltételező elmélettel szemben messzemenőleg igazolták. Legszebb igazolását a szimmetrikus elmélet mégis 10 évvel felállítását után kapta: 1949-ben sikerült a semleges mezonokat felfedezni. Fémtömböt szinkro-ciklotronban előállított 340 MeV-os protonokkal bombázva elektron-pozitron-párok fellépte volt megfigyelhető. Az elektron-pozitron-párt fotonok keltik. A fotonok energiaspektrumának tanulmányozása során azt találták, hogy az Doppler-hatást mutat, tehát a fotont kibocsátó „fényforrásnak” igen nagy sebességgel kell mozognia. Mivel a számítások szerint a bombázó protonok atommagoknak vagy nukleonoknak ilyen nagy sebességet nem adhattak, fel kellett tételezni, hogy a fotonokat nukleonnál kisebb részecskék emittálják. A felfedező Bjorklund a jelenséget semleges  $\mu$ -mezonok bomlásaként értelmezte:



(A feltételezett semleges mezon két fotonra való bomlásának lehetőségét Sakata és Tanikawa már 1940-ben megvizsgálták.) Hidrogéngáznak mesterséges  $\pi$ -mezonokkal történő bombázásakor végbemenő



reakció energiaviszonyait tanulmányozva kísérletileg meghatározható volt a  $\pi^-$  és  $\pi^0$  mezonok tömegének különbsége. A  $\pi^0$  mezon valamivel könnyebbnek adódott, tömege kb. 270 elektron-tömeg. (A töltött  $\pi$ -mezonok csekély többletét az általuk hordott elektromos töltés sajátenergiája okozhatja.) A semleges mezon élettartama a megfigyelések szerint igen kicsiny, a kozmikus sugárzásban végzett fotoemulziós mérések szerint  $5 \cdot 10^{-14}$  sec-nál rövidebb.



Különösen figyelemreméltóak voltak a bris-toli fotoemulziós csoportnak a mérései, mely-ben a magrobbanásokban keletkezett semleges mezonok gyakoriságát vizsgálták meg az elek-tron-pozitron-pár nyomát rögzítő elektron-érzé-keny lemezek felhasználásával. Ezek szerint a meglehetősen közvetett mérések szerint a mag-robbanásokban a mérések hibahatárán belül  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  és  $\pi^0$  mezonok azonos számban kelet-keznek. Ez is szépen megerősíti a szimmetrikus elmélet alapfeltevését.

A semleges mezonok felfedezése még egy fontos eredménnyel járt. Azt láttuk, hogy a  $\pi$ -mezon spinje 0 vagy 1 lehet. Másrészt azt találtuk, hogy a  $\pi^0$ -mezon két fotonra, azaz két 1-es spinű részecskére bomlik. Ebből a két körülményből egyértelműen következik, hogy a  $\pi^0$ -mezon (és a vele lényegében azonos töltött  $\pi$ -mezonok) spinje 0:

$$\begin{array}{ll} \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, & \\ \text{Spin:} & 0 = 1 - 1. \end{array}$$

### A deuteron kvadrupólmomentuma

A kvantummechanika a hidrogénatomot mint az atommagot alkotó protont és az azt körülvevő elektront írja le, a kettőt a Coulomb-vonzás tartja össze. A legegyszerűbb atommal a legegyszerűbb összetett atommagot, a deu-teront állíthatjuk párhuzamba, egyszerűségénél fogva ez ígér legtöbb lehetőséget a magerők közelebbi megismerésére. A deuteron-t úgy írhatjuk le, hogy ez egy neutronból és az azt körülvevő proton-felhőből áll, az egész rend-szert a mezonter által közvetített magerő tartja össze.

Ha a neutron magerő-tere gömbszimmet-rikus, akkor nyilvánvaló, hogy az általa leláncolt protonfelhőnek alapállapotban szintén gömb-szimmetrikusnak kell lennie, vagyis a deuteron-nak alapállapotban gömbszimmetrikus töltés-eloszlással kell rendelkeznie. (Hasonlóan az alap-állapotban levő hidrogénatom elektronfelhőjé-nek töltéseloszlásához.) Ha viszont van a neutron erőterében valamilyen kitüntetett irány, akkor a töltésfelhő eltérhet a gömbszimmetriá-tól, belapult vagy megnyúlt alakot vehet fel.

Gömbszimmetrikus erőterre példa az elektro-sztatikában egy ponttöltés Coulomb-erőtere, tipikusan nem-gömbszimmetrikus viszont egy mágneses dipólus (mágnesrúd) mágneses erő-tere. Azt eleve nem tudjuk, hogy egy nukleon mezontere milyen, választ csak a megfigyelés nyújthat. Azt kell megállapítanunk, hogy a nehéz hidrogén atommagja, a deuteron milyen elektromos erőteret kelt: gömbszimmetrikus-e, mint egy ponttöltés, vagy olyant, mint egy belapult vagy megnyúlt forgásellipszoid alakú töltéseloszlás. Egy töltéseloszlásnak a gömb-szimmetriától való eltérését a *kvadrupólmomentummal* jellemezhetjük. Minél nagyobb pozitív szám a kvadrupólmomentum, annál megnyúl-

tabb, minél nagyobb abszolút értékű negatív szám, annál belapultabb a töltéseloszlás. Az atommagok kvadrupólmomentuma a rendel-kezésre álló kifinomult mérés technikával több-féle módon megmérhető, nem volt semmi akadálya a deuteron kvadrupólmomentuma megmérésének sem. A mérések szerint a deuteron kvadrupólmomentuma nem zérus, hanem attól jól különböző érték:

$$Q = 2,73 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2.$$

A deuteron protonfelhője tehát megnyúlt, a pro-tonfelhő alakját megszábró erőter nem gömb-szimmetrikus, hanem iránytól, mégpedig a neutronspin és a rádiuszvektor által bezárt szögtől függ.

Ez az egyik fontos felvilágosítás, amit a deuteron ad a magerők természetére vonat-kozálag. A másik érdekes tapasztalat az, hogy a deuteron spinje mindig 1, vagyis benne a proton és neutron spinje párhuzamos. Sohasem tapasztalták, hogy a deuteron-spin 0-nak adódott volna, vagyis a proton és neutron spinje ellentétesen állt volna be. Ez a körülmény azt mutatja, hogy a magerők függnek a két részecske spin-beállításától is: párhuzamos spin esetén nagy vonzóerő lép fel a deuteron-t alkotó nukleon között, ellentétes spin esetén ennek az erőnek jóval kisebbnek kell lennie, vagy esetleg éppen taszításnak. A következtetést a szórás kísérletek megerősítették. Ha neutronok szóródását vizs-gáljuk protonokon, a részecskék mindenféle spinbeállással találkoznak. A számítások azt mutatták, hogy a szórásjelenséget nem sikerült leírni, ha feltételezik, hogy a szóródó és szóró részecske közt ugyanaz az erő hat, mint a deute-ronban. A problémát Wigner Jenő oldotta meg. Feltételezte, hogy párhuzamosan álló spinnel találkozó részecskék valóban vonzzák egymást (deuteron-állapot), az ellentétes spinűek közt azonban gyenge taszítóerő lép fel.

Tekintsük át, hogy mit tudunk a magerőkről. Ismerjük a magerők távolfüggését (a távolság-gal exponenciálisan csökken), ismerjük a töltés-függést (azt a szimmetrikus elmélet írja le), de azt találtuk, hogy a magerő iránytól és a spinek relativ helyzetétől is függ. Az előtt a látszólag megoldhatatlanul nehéz feladat előtt állunk, hogy a végtelen sok függvény-kombináció, vég-telen sok eshetőség közül a rendelkezésünkre álló 2–3, igen közvetett felvilágosítást nyújtó adat alapján kiválasszuk a helyes irány- és spin-függést. Szerencsére az elméleti fizikus ismer olyan alapelveket, melyek megkötik a kezét, melyek a kínákozó eshetőségek legnagyobb részét kizárják. Kövessük a gondolatmenetét. (Ez nagyon jellemző napjainkban a kevés fizikai kísérleti adatról ismert jelenségek elméleti tár-gyalásának módjára.)

Tudjuk, hogy a magerőket létesítő  $\pi$ -mezon spinje valószínűleg zérus. Ebből az következik, hogy a mezonter állapotát egyetlen függvénnyel,



egyetlen potenciállal meghatározhatjuk. (Többkomponensű, pl. vektor-potenciál a szabadsági fokoknak a lehetséges spinbeállások következtében fellépő megsokszorozódásáról adna számot, amiről most nincs szó.) Jelöljük ezt a potenciált  $\psi$ -vel. A mezontérbe helyezett nukleon helyzeti energiájának nyilván a koordináta-rendszer megválasztásától független skalárnak kell lennie.  $\psi$  felhasználásával kétféleképpen alkothatunk skalárt:

$$V = e \cdot \psi \quad \text{vagy} \quad V = m \cdot \text{grad } \psi.$$

Az  $e$  skalár és  $m$  vektor a nukleonra jellemző mennyiségek. (Az elektrosztatikában például egy  $e$  ponttöltés helyzeti energiája  $V = e \Phi$ , egy  $m$  momentumú dipólusé  $V = m \cdot \text{grad } \Phi$ .) A relativisztikus invariancia követelménye egyértelműen megszabja, hogy a nukleont jellemző mennyiségekből (helykoordináták, sebesség, — spin) hogyan lehet egy  $e$  skalárt, illetve egy  $m$  vektort összeállítani. Ezeket felhasználva, felírhatjuk a potenciális energiát és abból kiszámíthatjuk, milyen kölcsönhatás adódik két nukleon között, ha azokat mint a mezontér „ponttöltéseit”, illetve „dipólusait” fogjuk fel. Az első esetben nyugvó nukleonok közt a ható erő centrálisnak és gömbszimmetrikusnak adódik, mégpedig a deuteronnál, párhuzamos spinek esetén *taszító* jelleggel. A dipól-dipól kölcsönhatás viszont statikus esetben zérusnak adódik. (Hasonlóan egy elektromos és egy mágneses dipólus kölcsönhatásához. Ezek sem fejtenek ki erőt egymásra, ha nem mozognak egymáshoz képest.)

Úgy látszik, megfontolásaink tévútra vezetnek, hiszen mindkét eredmény ellenkezik a tapasztalattal. Szerencsére marad még egy lehetőség: Feltételezhetjük, hogy  $\psi$  potenciál nem igazi invariáns. A koordinátatengelyek elforgatásakor értéke változatlan marad ugyan, azonban a koordinátatengelyek tükrözésekor, jobbsodrású koordinátarendszerről balsodrásúra való áttérésre jelet vált. Az ilyen mennyiséget pszeudoskalárnak nevezzük. (A klasszikus fizikában pszeudoskalárként viselkedik a mágneosztatikusi tér skalárpotenciálja.) Ha  $\psi$  tükrözésekor jelet is vált, az  $e$  és  $m$  mennyiségeket úgy kell a nukleon adataiból megalkotnunk, hogy a  $V$  potenciális energia továbbra is koordinátarendszer-választástól független maradjon. Ez a relativisztikus invariancia szem előtt tartásával ismét csak egyféleképpen végezhető el. A számítás most azt mutatja, hogy a nukleonokat a pszeudoskalár potenciállal leírt mezontér „töltéseinek” tételezve fel, köztük sztatikus esetben nem adódik kölcsönhatás. „Dipólus”-nukleonok közt viszont adódik, mégpedig olyan, mely párhuzamos spinű proton és neutron közt vonzó jellegű és az iránytól is függ, ezért a deuteronnál nemszimmetrikus töltéeloszlására, kvadrupól-momentum felléptére vezet. Feltehető ezek szerint, hogy a nukleonokat nem mint a mezontér „töltéseit”, hanem mint „dipólusait” kell

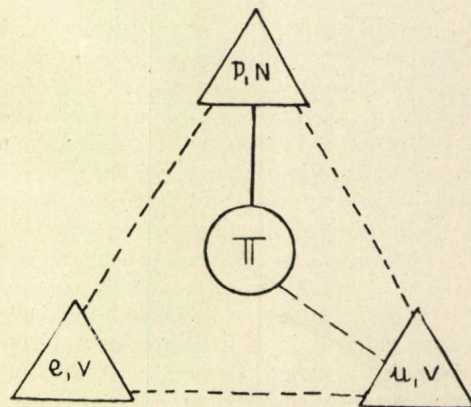
felfognunk, köztük a kölcsönhatás két mágnesrúd kölcsönhatásával hasonlítható össze. Mivel a kölcsönhatást meghatározó  $m$  „dipól-momentum” a relativitáselméletben tenzorként viselkedik, az ilyen kölcsönhatást *tenzorerőnek* szokták nevezni. A magerőkre vonatkozó ezen elképzelés a szórás kísérletekkel elég jól összehangban áll.

Foglaljuk össze a mezonelmélet eredményeit: A magerőket minden valószínűség szerint a zérus spinű  $\pi$ -mezont közvetíti, mely mind elektromosan semleges, mind pozitív és negatív töltésű állapotban ismeretes. A  $\pi$ -mezontert pszeudoskalár potenciállal írhatjuk le, a nukleonok a mezontér dipólus-jellegű forrásai, ennek következtében a köztük ható erő a nemcentrális tenzorerő. A  $\mu$ -mezonnak viszont a magerőkkel közelebbi kapcsolata nincsen, a  $\pi$ -mezont közbelső bomlásterméke elektronná való elbomlás előtt. Feles spinje révén inkább az elektronhoz, mint a  $\pi$ -mezontéhoz hasonlítható. Ez a kép még korántsem minden részletében bebizonyítva, ezért nem is tekinthető véglegesnek. Avégett, hogy a magerőknek a mezonelmélet által adott magyarázatáról képet alkothassunk, elmondtam egy olyan elképzelést, mely valószínűleg sok részletében, talán gyökerében is módosulni fog, amely korántsem teljesen bizonyított részleteiben és egészében, de amely talán ma a legvalószínűbb.

#### A mezonelmélet jelenlegi problémái

Mindaddig az elmélet pozitív eredményeiről beszéltünk, ezért az elénk táruló helyzet elég derűlátónak mutatkozott. A kép azonban hamis volna, ha nem szólnánk az elmélet nehézségeiről, megoldatlan problémáiról.

Az egyik, talán legkomolyabb nehézség ma is a  $\beta$ -bomlás problémája, az a probléma, melyből az egész elmélet kiindult. Mikor Yukawa lemondott arról a feltevésről, hogy a nukleonoknak elektronterük van, ehelyett a mezontert vezetve be, úgy vélte megoldani a kérdést, hogy az elektronemisszió a mezont-állapoton keresztül történik. Ezért a mezont igen rövid felezési



Kölcsönhatás az egyes elemi részek között.



idejűnek tételezte fel. Rendben is volna a dolog, ha csak a rövid felezési idejű  $\pi$ -mezonnal kellene számolnunk. De a  $\pi$ -mezon elektronná való bomlása előtt átmegy a jelentékeny ideig tartó  $\mu$ -mezonállapoton. Ez megakadályozza azt, hogy a  $\beta$ -bomlást a  $\pi$ -mezonok közvetítésével írjuk le. Azok a megfigyelések, melyek a  $\pi$ -mezonnak kis valószínűséggel közvetlenül elektrorra történő bomlását igyekeztek kimutatni, nem vezettek eredményre. Ismét kénytelenek vagyunk visszatérni *Fermi* eredeti elképzeléséhez: fel kell tételeznünk az elektron és nukleon közt közvetlen kölcsönhatást, ez azonban gyenge a  $\pi$ -mezonnukleon kölcsönhatáshoz képest. (Ugyancsak fel kell tételeznünk ilyen közvetlen, de gyenge kölcsönhatást a  $\mu$ -mezon és elektron közt is, hogy a  $\mu$ -mezon-bomlást leírassuk, és a  $\mu$ -mezon és nukleon közt, amely viszont a megfigyelt

$$\mu^- + p^+ \rightarrow n + \nu$$

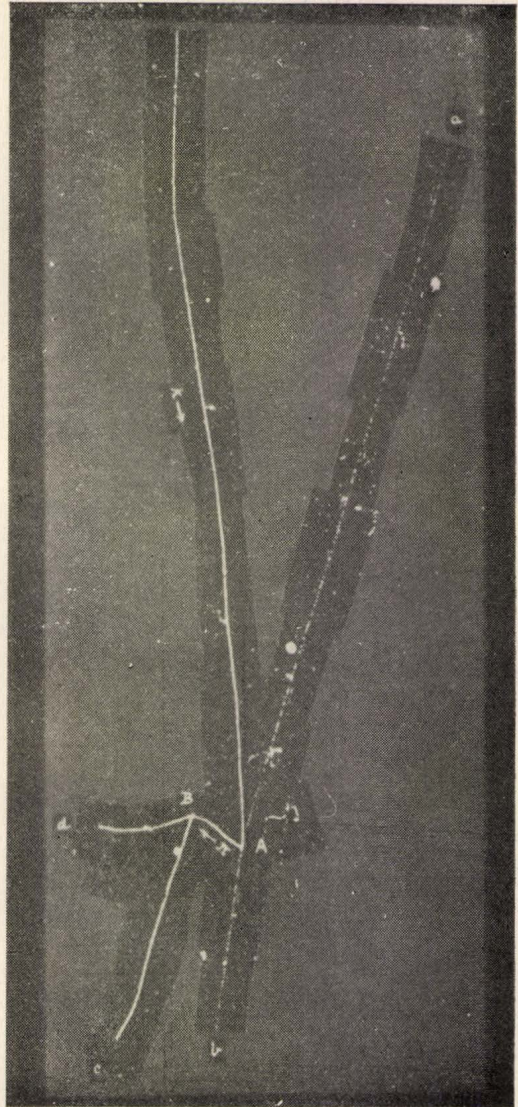
töltésátadási jelenséget magyarázza.)

A mezonelméletben egy másik súlyos nehézség onnan származik, hogy a tenzor-erők potenciáljában előfordul egy  $e^{-Kr}/r^3$  alakú tag is. A potenciális energiának tehát sokkal erősebb szingularitása van a kezdőpontban, mint az  $1/r$  alakú Coulomb-potenciálnak. Ilyen nagymértékben szinguláris potenciál mellett a Schrödinger-egyenletnek nincsen reguláris megoldása, vagyis a tenzor-erő nem létesíthet kvantummechanikai értelemben vett sztatikus kötést. Márpedig az összes atommagok példát szolgáltatnak arra, hogy stabilisan kötött nukleonok vannak.

A problémának fizikailag értelmes megoldása ígérkezik, ha lemondunk a nukleonok pontszerűségének hipotéziséről és feltételezzük, hogy a tenzor-erő ismert alakjában csak nukleon felületéig érvényes, azon belül módosul. Így a szingularitás elkerülhető, azonban a számítás önkénymentesen nem vihető keresztül, nincsen semmi útmutatás arra vonatkozólag, hogy a tenzor-erők szinguláris részét milyen távolságban vágjuk le. A kiterjedt nukleonok feltételezése, úgy látszik, az elmélet relativisztikus invarianciáját is szétrombolja, ezért a „levágás” módszere csak időleges jellegű munkahipotézisnek látszik.

Egy másik gondolat, mely a tenzor-erők szingularitásán segíteni próbál, a következő: Feltételezhető, hogy a nukleonok közt a pseudoskalár mezonterén kívül egy másik erőter is létesít kölcsönhatást, mely a tenzor-erők erős szingularitását közömbösíti. Először *Möller* és *Rosenfeld*, később *Schwinger* próbálkozott ezzel a feltevessel. Noha elméletük segítségével elfogadható eredményeket értek el, a szingularitást közömbösítő, vektorpotenciállal leírt (tehát 1-es spinű) mezontér bevezetése erősen spekulatív ízü.

A kétfajta mezontérrel dolgozó elméletet egy újabb részecskének, a  $\tau$ -mezonnak a felfedezése tette ismét aktualissá. A  $\tau$ -mezon története elég érdekes. Még jóval a  $\pi$ -mezon felfedezése előtt, 1944-ben *Leprince-Ringuet* egy ködkamra-fel-



A felülről érkező,  $k$ -val jelzett  $\tau$ -mezon az A pontban három könnyebb mezonra bomlik. Az egyik bomlás-termék  $\pi$ -mezon, mely a fotoemulzióban B-nél megrobbanást kelt.

vételen elektronnal ütköző pozitív töltésű részecske nyomát találta. A pályagörbület és az ütközés energiamérlege alapján a részecske tömege kb. 990 elektrontömegnek adódott. Ezek után évek múltak el, de újabb nyomot, mely ilyen nagytömegű részecske létre engedne következtetni, nem találtak. Egy olyan neves fizikus, mint *Bethe* a felvételt megvizsgálva, azon véleményének adott kifejezést, hogy protonnyomról van szó és csak a mérési hibák véletlen halmozódása okozta, hogy 990-es tömeg adódott a számításokból. A tudományos világ *Bethe* álláspontját valószínűbbnek fogadta el, mint *Leprince-Ringuet*-ét. Itt-ott felbukkant ugyanegy-két felvétel, ezek azonban még kevésbé voltak bizonyító erejűek. Csak 1948-ban talált a bristoli fotoemulziós csoport egy, majd 1950-ben másik két felvételt, melyen egy kb. 1000-es



Az 1951-ben ismert elemi részek

Jel	Név	Felfedezés éve	Töltés	Tömeg	Spin	Átlagos élettartam (sec)	Bomlás-termékei
$\frac{1}{2}$ spinű részek							
$\nu$	neutrínó	1934	0	0?	$1/2$	$\infty$ ?	—
$e^+$	pozitron	1932	+	1	$1/2$	$\infty$	—
$e^-$	elektron	1897	—	1	$1/2$	$\infty$	—
$\mu^+$	$\mu$ -mezon	1937	+	212	$1/2$	$2,15 \cdot 10^{-6}$	$e^+ + \nu + \nu$
$\mu^-$	$\mu$ -mezon	1937	—	212	$1/2$	$2,15 \cdot 10^{-6}$	$e^- + \nu + \nu$
$p$	proton	1816	+	1936,5	$1/2$	$\infty$	—
$n$	neutron	1932	0	1939	$1/2$	1500?	$p + e^- + \nu$
Egész spinű részek							
$\gamma$	foton	1905	0	0	1	$\infty$	—
$\pi^0$	$\pi$ -mezon	1949	0	270	0	$3 \cdot 10^{-14}$	$\gamma + \gamma$
$\pi^+$	$\pi$ -mezon	1947	+	274	0	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu$
$\pi^-$	$\pi$ -mezon	1947	—	274	0	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^- + \nu$
$\tau^+$	$\tau$ -mezon	1944	+	966?	0?	$10^{-10}$ ?	$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-?$
$\tau^-$	$\tau$ -mezon	1948	—	966?	0?	$10^{-10}$ ?	$\pi^+ + \pi^- + \pi^-?$
Ismeretlen sajátságú (V) részek							
$\rho^0$	V-rész	1947	0	796?	?	$10^{-10}$ ?	$\pi^+ + \pi^-?$
$\omega$	$\omega$ -mezon?	1951	+ v. —	1320?	?	$10^{-10}$ ?	$\mu + \nu? + \nu?$
$V^0$	V-rész	1950	0	2203?	?	$10^{-10}$ ?	$\pi^- + p?$
$V^-$	V-rész	1947	+	2370?	?	$10^{-10}$ ?	$\pi^+ + n?$

A táblázatban közölt adatok utolsó jegyében lehet változás. A kérdőjeles adatok azonban — közvetlen mérések híján — erősen spekulatív jellegűek, ezért nagymértékben módosulhatnak.

tömegű részecskének 3 kisebb töltött részecskére, valószínűleg mezonokra történt bomlása volt megfigyelhető. Bennünket az érdekel, hogy az új részecske olyan erős kapcsolatban áll-e a nukleonokkal, mint a  $\pi$ -mezon, vagy a magerőtől független részecske? Ezirányban mindmáig egyetlen felvétel ad útbaigazítást. *Leprince-Ringuet* 1948-ban fotoemulzióban egy olyan 700 elektrontömegnél nehezebb lassú részecske nyomára bukkant, mely magrobbanást kelt. Mivel lassú proton nem rendelkezhetett a mag felrobbantásához szükséges energiával, a beeső részecske nyugalmi energiájának kellett átalakulnia a magot szétverő gerjesztési energiává. A mag tehát éppúgy befogta és energiává alakította a részecskét, mint ahogy azt a  $\pi$ -mezonnal láttuk. Ez az egyetlen felvétel vall arra, hogy talán a  $\tau$ -mezon is a nukleonokkal erős kölcsönhatásban álló, esetleg a magerők közvetítésében is résztvevő részecske. (Feltehető, hogy a  $\tau$ -mezon befogását nem követte valamilyen semleges  $\frac{1}{2}$  spinű részecske keletkezése, mert ez az energia javarésztét magával vitte volna. Ebből arra kell következtetnünk, hogy a  $\tau$ -mezon spinje 0 vagy 1 lehet.) Egy felvétel természetesen nem sokat bizonyít, de a  $\tau$ -mezon ritkasága és igen rövid élettartama miatt azóta sem sikerült hasonló felvételt találni. A  $\tau$ -mezon mesterséges előállításáról pedig mindaddig nem lehet

szó, míg nem tudunk a  $\tau$ -mezon 500 MeV nyugalmi energiájánál nagyobb kinetikus energiával rendelkező részecskéket mesterségesen előállítani. (Az ehhez szükséges gyorsító azonban már építés alatt áll.) A  $\tau$ -mezon esetleg azonosítható a *Schwinger* által feltételezett második magerő-mezonnal, de ennek alátámasztására megbízható támpontunk nincs.

Azt, hogy a  $\tau$ -mezon létezéséről és tulajdonságairól helyes képet alkothassunk magunknak, nagyon megnehezítette, hogy a  $\tau$ -mezonnal egy időben egy másik,  $\tau$ -mezonnál nehezebb instabil részecske nyomait is megtalálták 1947-ben *Rochester* és *Butler*, majd 1950-ben *Anderson*, végül 1951-ben több más kutató egyre nagyobb-számú jellegzetes V-alakú nyomot talált a ködkamrában, illetve fotoemulzióban. Ezt részben mint egy semleges résznek két töltött részre, részben mint egy pozitív töltésű résznek egy töltött és egy vagy több semleges részre történő bomlását értelmezték. Az új részecskéknél még kevés sajátságát ismerjük, de az a körülmény, hogy nem három töltött részre bomlanak, megkülönbözteti őket a  $\tau$ -mezontól. Valószínűnek látszik, hogy máris különböző tömegű részecskékkal kell számolnunk. Ezeket a részecskéket jellegzetes V-alakú nyomuk alapján V-részecskéknél nevezték el. (A legutóbbi időben érkezett híradás egy a V-részecskékhöz



hasznló, felfedezője által  $\pi$ -mezonnak nevezett korpuszkuláról számol be. Ennek létezése azonban még bizonytalan.)

A  $\tau$ -mezon és V-részecske felfedezésével kapcsolatban érdemes visszaemlékezni arra, hogy Alihanjan és Alihanov ismertetett méréseikből már 1946-ban a  $\mu$ -mezonnál, de részben még a nukleonoknál is nehezebb részecskék létezésére következtettek. Meglehet, hogy a  $\pi$ -mezon mellett a  $\tau$ -mezon és V-részecske is az általuk jelzett részecskék közül való, noha ezt újabban egyes kutatók méréseik alapján kétségbevonják.

Az elmondottakat összefoglalva mondhatjuk, hogy a mezonelmélet minden nehézsége mellett is szép eredményeket ért el. Egyetlen fellelővétel sikerült megmagyarázni (sőt gyakran előrelátni) a  $\pi$ -mezonok összes fontos sajátosságát, a magkötés és szórás kísérletek fontosabb jellemvonásait magyarázatát tudtuk adni a deuteron kvadrupól-momentumának és a nehezebb összetett atommagok anomális mágneses momentumának. Mindezeknek a szerteágazó jelenségeknek nemcsak kvalitatív, hanem legalább a nagyságrendeket jól megadó kvantitatív leírására vagyunk képesek. Talán szabad azt mondanunk, hogy a fennmaradó nehézségek nem annyira a mezonelmélet különleges, hanem a térelmélet általános nehézségei. A potenciális energia kis távolságban bekövetkező végtelenné válása — ha nem is ilyen súlyos formában — az egész térelmélet jellegzetes nehézsége, mely az elemi részek pontszerűségének feltételezésével függ össze. A  $\beta$ -bomlás, az  $\mu$ - és  $\tau$ -mezonok, valamint V-részecskék elméleti leírása szintén egy általános elemirész-elmélettől várható, mert mint láttuk, talán az egy  $\tau$ -mezon kivételével, a magerőkkel közelebbi kapcsolata valószínűleg egyik problémának sincs. A mezonteret ma már a fizikusok túlnyomó nagy része éppen olyan fizikai realitásnak tekinti, mint az elektronmágneses teret, a kozmikus sugárzás kutatói

éppen úgy számolnak a mezonter és részecskék kölcsönhatásával, mint azt az elektromágneses térről teszik.

Míg ide eljutottunk, sok kerülőt, tévutat, zsákutcát kellett megjárunk. Nem esett szó az utolsó 15 év sok hamar elavult elképzeléséről, eredménytelen kísérletéről, melyek közt tájékozódni is alig lehet. Csak azokat beszéltük meg, melyeket ma helyesnek látunk. Lehet, hogy ezek közül sok szintén hamisnak fog bizonyulni az új eredmények tükrében. Sőt: egyes borúlátó fizikusok hajlandók az egész mezonelméletet zsákutcának tekinteni, hivatkozván arra, hogy az egész felépített apparátus alig tudott egy-két jelenségre csak némileg is kielégítő kvantitatív magyarázatot adni. Azt hiszem, hogy ez túlzó álláspont. Az a logikai egyszerűség, mely a magerőknek, a mag elektromágneses tulajdonságainak és a mezonoknak egységes magyarázatában jut kifejezésre, Yukawa elméletét messze kiemeli a többi magerő-feltevés közül, jobb eredményeket szolgáltató magerő-elméletet pedig nem ismerünk. Azt még az elmélet legnagyobb kritikusa is el kell ismerniök, hogy a fizika történetében kevés olyan elmélet található, mely annyi ösztönzést adott volna a kutatásnak mind elméleti, mind technikai vonalon, mint Yukawa mezonelmélete. Ha pedig elégedetlenül látjuk a sok megoldatlan problémát, akkor gondoljunk arra, hogy a természettudós számára talán szebb és mindenestre érdekesebb feladat a természet még ismeretlen törvényeinek kutatása, mint egy lezárt elmélet véglegesnek hitt eredményeinek birtoklása. Két emberöltővel ezelőtt sokkal kevesebb problémája volt a fizikusnak, de ez nem azt jelenti, hogy akkor többet is tudott.

Dr. Marx György

Eötvös Loránd Egyetem  
Fizikai Intézete

## A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

### Középiskolai kísérletek az indukcióra (önindukcióra) és a váltóáram tulajdonságaira

Ismert kísérletekről lesz szó, szükségesnek tartjuk azonban mégis ezek felújítását és rendszerezését. A kísérletek rendszerezése éppen ma indokolt, amikor folyamatban van szertáraink kiegészítése. Tisztán kell látnunk ugyanis, hogy az egyes tárgykörök bemutatásához milyen eszközökre van szükség, ezek milyen méretben készüljenek el, melyek azok a jól bevált eszközök, amelyek tárgyi és pedagógiai igényeinket egyaránt kielégítik. Milyen nehézségek, finom-

ságok lépnek fel a kísérletek bemutatásával kapcsolatban?

A kísérletet nagyon megkönnyíti, ha rendelkezésünkre áll olyan leírás, amely pontos, minden finomságra, zavaró körülményre kiterjedő adatokat szolgáltat egy berendezés összeállításához. Egy ilyen leírás még akkor is megkönnyíti a munkát, ha a leírt méretek pontosan nem tudjuk ugyan összeállítani berendezésünket, alkalmazkodva azonban a megadott mére-

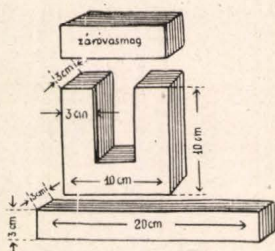


tekhez, már könnyű olyan eszközt összehozni, amellyel a jelenség jól, világosan mutatkozik. Sok időtrábló próbálkozástól szabadulunk meg ily módon.

Ezek a szempontok álltak előttem, amikor az alábbi kísérleteket összeállítottam és még 1949-ben a Term. Tud. Társ. egyetemes szakosztályában bemutattam.

### Kísérletek leírása

Igen értékesek azok a kísérleti eszközök, amelyeket sok jelenség bemutatásánál használhatunk, amellet a berendezés egyszerű, jól áttekinthető, a tanuló világosan látja az összehasonlítást, jól ismeri abban minden darabnak szerepét és a berendezésben nincs semmi fölösleges alkotórész. Igen jól bevált eszköz ilyen szempontból az elektromos jelenségek tárgyalásánál a *szétszedhető transzformátor*, amelyet az elektromosságtanban mindvégig jól tudunk használni. Jelenleg ugyan csak az indukcióval és a váltóáram tulajdonságaival kapcsolatban használjuk, de leírjuk pontos méretezéssel azon alkotórészeit is, amelyek az elektromosságtan más területén (transzformátor, elektromos rezgőkörök, elektromágneses hullámok) nyernek iskolai kísérleteinkben alkalmazást.



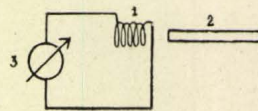
Lemezelt U-alakú vasmag a záróvasmaggal és ugyancsak lemezelt nyitott vasmag (utóbbiból 2 db-ra van szükség).

Hány db. szükséges	Menet-szám	Drót-átmérő (zománcozott) vörösréz-huzal mm	Maximális terhelés huzamosan A	Ellenállás ohm
2	12 000	0,2	kb. 0,05	Néhány 100
2	1 200	0,7	kb. 0,8	kb. 10
2	600	0,7	kb. 0,8	kb. 4
1	300	1,0	kb. 3-4	kb. 1
1	120	1,8	kb. 8,0	Néhány tízed ohm
1	6	4,0	Letranszformálásnál szekunder tekercsként használjuk. 3 mm átmérőjű vasszeget izzíthatunk vele.	

Más méretezésben is készülhet a szétszedhető transzformátor, de az alábbi kísérleteket a megadott méretezésű transzformátorral végeztük.

### A) Indukció alapjelenségei

A berendezés leírása (1. ábra):



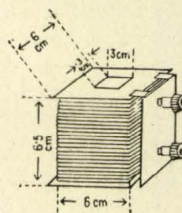
1. ábra

1. 600 menetes tekercs,
2. mágnesrúd,
3. demonstrációs galvanométer.

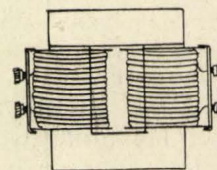
**Adatok:** 1 forgótekercses műszer, belső ellenállása 100 ohm, teljes kitérés 2 mA. — Legalább egy ilyen műszer általános iskolában és középiskolában egyaránt nélkülözhetetlen. Söntöket és előtét állásokat készíthet hozzá, minden igényünket kielégíti. A későbbi években gondolhatunk esetleg arra is, hogy ezt a műszert rézoxidulos vagy szelénes egyenirányítóval is ellátjuk és ilyen kiviteiben váltóáram mérésére is alkalmas lesz. További program lehet az is, hogy az iskolákat több hasonló érzékenyséű műszerrel is ellátjuk, így a tanulói gyakorlatokat is gondosabban kiépíthetjük.

Hasonló érzékenyséű műszertípusok a jól ismert mavaméter, volamométer, multavi, multico is. Két utóbbiban egyenirányító-berendezés is van, így váltóáram mérésére is alkalmasak.

A fenti berendezésben galvanométerünket sönt nélkül használjuk.



A használatos tekercsek egyike.



A tekercsek elhelyezése a vasmagon.

A berendezéssel a következő kísérletek végezhetők el:

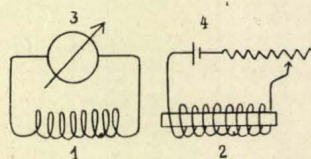
a) Mágnesrúd (esetleg patkó) közelítése — távolítása, északi sarokkal — déli sarokkal, gyorsan — lassan. Galvanométer kitérése kb. 1 mA.

b) A fenti kísérletek, mágnesrúd helyett a tekercset mozgatva.

c) A fenti kísérletek 1200 menetes tekercssel. A galvanométer kitérése az előbbinek kb. kétszerese. Tehát az indukált feszültség a menet-számmal nő.

d) A fenti kísérletek acélmágnes helyett elektromágnest használva.

Az utóbbi kísérlethez szükséges berendezés (2. ábra):



2. ábra



1. 1200 menetes tekercs (szekunder tekercs).
2. A másik 1200 menetes tekercs (primer tekercs) kis záróvasmaggal.
3. A fenti demonstrációs galvanométer ugyancsak sönt nélkül.
4. Áramforrás: hálózati egyenáram, vagy akkumulátorok, esetleg zseblámpaelemek (8–10 volt).

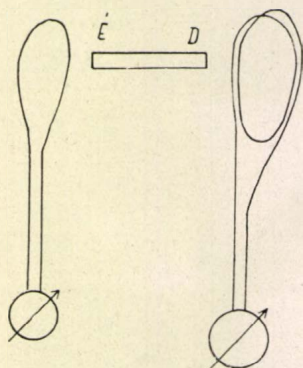
Az akkumulátorokat és a zseblámpaelemeket közvetlenül köthetjük a tekercsre, hálózat esetén azonban iktassunk be akkora változtatható ellenállást, hogy a tekercsben áthaladó áram 1 A-nél nagyobb ne legyen. (L. a táblázatot a tekercsek adatairól!)

e) A további kísérletekben az indukált feszültséget a primer tekercs áramának nyitásával-zárásával hozzuk létre, majd a primer áram erősség növelésével-csökkenésével. Utóbbit a tolóellenállás változtatásával érjük el. Ennél a kísérletnél rövid ideig a tekercsen 1 A-nél nagyobb áram is keresztül mehet. A primer és szekunder tekercset helyezzük szorosan egymás mellé.

f) Az e) pont alatti kísérleteknél nagyobb indukált feszültséget kapunk, ha a rövid vas-mag helyett a hosszú vasmagot (l. a szétszedhető transzformátor ábráját) használjuk, ami a szekunder tekercsen is keresztülnyúlik.

g) Igen tanulságos az f) alatti kísérleteket zárt vasmag esetében is elvégezni. Ezzel jól előkészíthetjük a transzformátorok későbbi tárgyalását. (Zárt vasmag jelentősége!) A galvanométerhez azonban ennél a kísérletnél kb. 500 mA-es söntöt kössünk!

A leírt kísérletekkel tehát valamennyi alapjelenséget bemutathatjuk. Ha tükrös galvanométer (érzékenysége  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  A, belső ellenállása 50–100 ohm) is rendelkezésünkre áll, ajánlatos még a fent leírt kísérletek bemutatása előtt az indukció alapjelenségeit egyetlen vezetőhurok esetében is elvégezni (3. ábra).



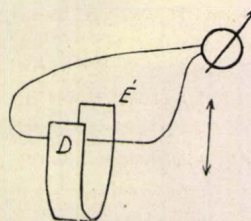
3. ábra

Ilyenkor mutatkozik az indukció jelensége leg-egyszerűbb, legtisztább formájában; elsősorban az a)–d) alatti kísérletekre gondolunk.

Igen tanulságos egy hurok helyett két-három hurkot készíteni. Az indukált feszültség kb. két-háromszor nagyobb lesz.

A kísérlet-sorozatot még néhány értékes kísérlettel egészíthetjük ki. Pl. toljuk a mágnesrudat szűk, majd tágabb hurokba. Tágabb hurok esetén kisebb kitérést kapunk. E kísérlet magyarázata jól gondolkoztatja a tanulókat. — Vagy egy másik kísérlet: A hurok síkjával párhuzamosan mozgatjuk a mágnesrudat. Most is kapunk kitérést, de lényegesen kisebbet, mint betoláskor-kihúzáskor. Ezeknek a jelenségeknek a magyarázata felfrissíti a tanulóknak a rúd mágneses teréről erővonalainak menetéről tanultakat.

Jól értékesíthető a későbbiek folyamán az a kísérlet is, amikor a mágnespatkó sarkai között mozgatunk vezetőt. (A vezető metszi az erővonalakat!) (4. ábra.)

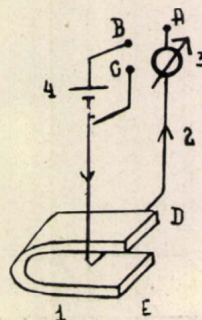


4. ábra

#### B) Kísérletek Lenz törvényére

##### I. Kísérlet.

Szükséges eszközök (5. ábra).



5. ábra

1. Mágnespatkó.
2. a patkó sarkai között virágkötöző szalagból hurok lóg. A szalag kb. 14 mm széles, 80 cm hosszú.

3. A fent leírt tükrös galvanométer.
4. Kb. 3–4 voltos áramforrás (akkumulátor), ill. zseblámpaelem).

A kísérlet két mozzanatból áll:

a) A hurkon keresztülvezetjük a zseblámpaelem áramát (A-t B-vel kötjük össze). A hurok környezetében mágneses tér keletkezik. A mágnespatkó a hurkot Ampère szabályának megfelelően vagy a belseje felé húzza, vagy kilöki sarkai közül. A rajzban feltüntetett ábra irány esetén pl. a hurok kifelé mozdul el. Ez eddig ugyanaz a kísérlet, amit az áram mágneses hatásának tárgyalásánál szoktunk elvégezni,

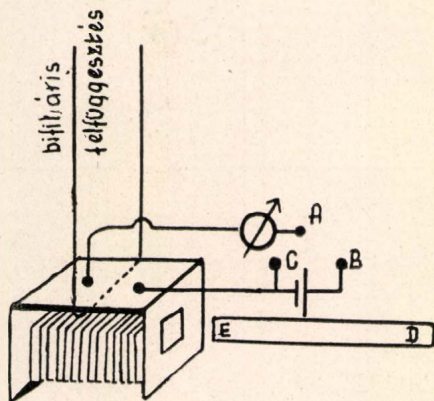


amikor mágneses tér hatását vizsgáljuk árammal átfolyt vezetőre. A galvanométer az áramot kiütéssel jelzi. Figyeljük meg, hogy a galvanométer melyik irányban tér ki.

b) Most iktassuk ki áramforrásunkat (A pontot C-hez kötjük), és mozdítsuk el a hurkot abba az irányba, amelybe az előbb kitért. A hurokban feszültség indukálódik, amit az érzékeny galvanométer jelez. Figyeljük meg most is, hogy melyik irányba tér ki galvanométerünk. Most *ellenkező irányba tér ki, mint az előbb*, tehát ha a hurkot kifelé mozdítjuk, az indukált feszültség által létrehozott áram ellenkező irányú lesz azzal az árammal, amely a hurkot az előbb kifelé mozdította. Azaz olyan irányú áramlökést kapunk, melynek mágneses tere a hurkot befelé, vagyis a mozgatással szemben akarja elmozdítani. Lenz törvénye tehát teljes tisztaságában mutatkozik előttünk. A kísérlet igen gondolkoztató, fokozott figyelmet, pontos következtetést kíván a tanulók részéről. Pedagógiai szempontból igen értékes.

A kísérlet *első részében* a tükrös galvanométeren kb. 1 A folya keresztül, ezért *műszerünket sőtöltni* kell. Erre a célra megfelel egy vastagabb rézlemez. A kísérlet *második részében* a galvanométert *sönt nélkül* használjuk.

A kísérlet elvégezhető úgy is, hogy a hurok helyett az 1200 menetes tekercset használjuk fel. A tekercset bifilárisan függesztjük fel úgy, hogy a rajz (6. ábra) síkjában jobbra-balra lengeni



6. ábra

tudjon. Mágnespatkó helyett célszerű mágnesrudat használni, így az egész berendezés a tanulót az indukció alapjelenségeinél használt berendezésre emlékezteti. Áramforrásnak használhatunk egy-két zseblámpaelemet sorbakötve. Mérőműszernek a fent leírt demonstrációs galvanométert használjuk, a kísérlet első részében 2 amperes sönttel, a második részében sönt nélkül. A kísérlet végrehajtása különben ugyanaz, mint a hurok esetében.

II. Igen tanulságos Lenz törvényére a következő kísérlet is.

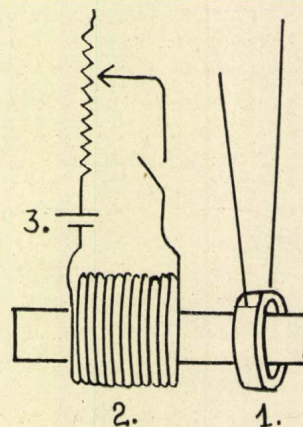
A berendezés leírása (7. ábra):

1. Bifilárisan felfüggesztett alumíniumgyűrű (méretei: külső átmérő 6 cm, belső átmérő 4,5 cm, vastagsága 0,8 cm).

2. 1200 menetes tekercs a hosszú vasmaggal. A vasmag a gyűrű felőli oldalon jobban kiáll a tekercsből.

3. Áramforrás: egyenáramú hálózat változtatható ellenálláson át. Kb. 2–3 A áramerősséggel dolgozunk! Vigyázzunk azonban arra, hogy a 2–3 A hosszabb ideig a tekercset már erősen melegíti. Ha nincs egyenáramú hálózat, két-három sorbakapcsolt zseblámpaelem, ill. ezzel egyenértékű akkumulátor is megfelel.

Mit mutat a kísérlet? Az áramkör zárásakor az alumíniumgyűrű kifelé (jobbra), nyitásakor pedig befelé (balra) lendül. Zseblámpaelemeket használva áramforrásnak, a hatás kétségtelenül ugyanaz, de kicsiny.



7. ábra

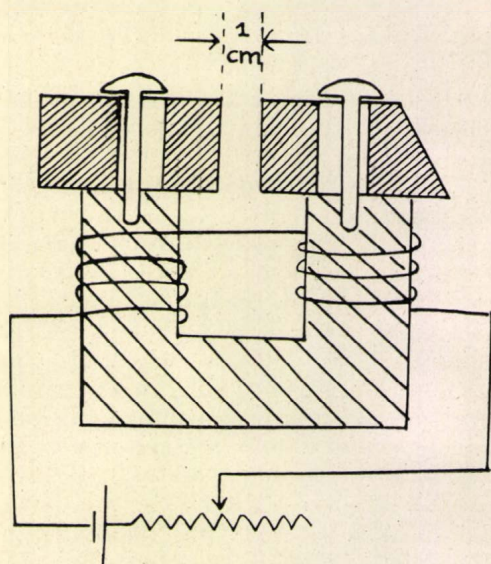
Míg az I. kísérlet tehát Lenz törvényét abban az esetben igazolta, amikor az indukált feszültséget mágnes mozgásával hoztuk létre, addig ez a kísérlet bemutatja Lenz törvényét abban az esetben is, amikor az indukciót az *áramkör nyitásával-zárásával* hozzuk létre. A 2. a primér tekercs, 1. gyűrű pedig a szekunder tekercs szerepét játssza. Ez a kísérlet tehát fontos kiegészítése az I. kísérletnek. — Az alumíniumgyűrű helyett próbálkozhatunk rövidrezárt 600, ill. 1200 méteres tekercssel is.

III. Waltenhofen-inga.

A berendezés lényegileg erős elektromágnes. Erre a célra az U-alakú vasmagot használjuk a két darab 1200 menetes tekercsel. (8. ábra). A tekercs táplálása történhetik egyenáramú hálózathoz ellenálláson át, vagy akkumulátorból, ill. zseblámpaelemből. (Huzamosabban 1 A-nél nagyobb áramot ne engedjünk át a tekercsen!) Vigyáznunk kell a tekercsek helyes összekötésére különben mágneses terük egymást lerontja.

Az U-alakú vasmagra 3 mm átmérőjű csavarokkal pólusokat erősítünk. A pólusokat 6–7 mm átmérőjű fúróval fúrjuk át, így azokat távolabb, vagy közelebb tolhatjuk egymáshoz. Az ábra a pólusok felerősítését éppen abban a

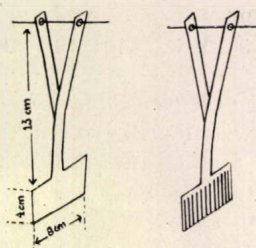




8. ábra

helyzetben mutatja, amikor legközelebb vannak egymáshoz. (Kb. 1 cm.) A jobboldali pólus ferde lappal is rendelkezik. Ha ezt a pólust  $180^\circ$ -kal elforgatjuk, inhomogén mágneses teret is előállíthatunk, amit többek között a diamágneses anyagok viselkedésénél jól használhatunk. Más kísérleteknél szükség esetén más alakú pólusokat is erősíthetünk a vasmagra.

Kísérletünkben a pólusok között tömör rézlemez leng, forgástengelye kötötű. (9. ábra.) Kettős felfüggesztéssel elérhetjük, hogy a lemez



9. ábra

lengése közben megtartja lengési síkját. A tömör lemezen kívül hasonló felfüggesztéssel fésű-alakú lemezt is készíthetünk. Az elkészítés egyszerű: tömör lemezből lemezvágó ollóval 3 mm távolságban igen vékony (néhány tized mm) csíkokat vágunk ki.

Kísérlet lefolyása. Amíg a tekercsekbe nem vezetünk áramot, a lemez szinte csillapodás nélkül leng. Az elektromágnezt bekapcsolva, a tömör rézlemez lengése azonnal lecsillapodik, a fésűs lemezé sokkal később. A jelenség akkor is szépen mutatkozik, ha a tekercseket csak egy zseblámpaelemmel tápláljuk. A fésűs lemezzel végzett kísérlet értékes alapkísérlet abból a szempontból, hogy miért lemezeljük pl. a transzformátor vasmagját.

(Folytatása következik.)

Tarján Imre

Eötvös Lóránd Egyetem  
Orvosi Fizikai Intézet

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBOL

**Szcintillációs módszer a csillagászatban.** Vavilov méréseiből ismeretes, hogy az emberi szem bizonyos gyakorlat után már 100 fotonos szcintillációkat is észlelni tud. A szcintillációk gyakoriságának számlálásával ilyen módon a fényintenzitás is meghatározható. A csillagászatban ezt a módszert gyenge fényintenzitások mérésére mindmáig nem alkalmazták. Mivel a szcintillációkat hosszabb ideig szemmel nem lehet követni, ezért gondoskodni kell valamilyen regisztráló berendezésről. A fényképezőlemez érzékenysége  $10^6$ – $10^7$  foton egy aktusban, ezért nem használható. A módszert javasol Krasznovszkij szerint elektronoptikai úton (pl. elektronsokszorozóval megnövelt számú fotoelektronokat fényképezve le) rögzíthetők a szcintillációk. (Dekladi Akademijskij Nauk 1951. Vol. 78. No. 3.)

K. L.

„Mágikus számok” az atommagok felépítésében  
Régóta ismeretes a kísérleti magfizikában,

hogy az atommagok egyes tulajdonságaiban, pl. a kötési energia magok gyakorisága, spin és magmomentumok, béta-bomlás kérdéseiben bizonyos kitértetett szerep jut a 2, 8, 20, 50, 82, 126 proton-, ill. neutron-számoknak. Ez arra utal, hogy ezeknél a számoknál a magban „lezárt héjak” jelennek meg. Ezek elméleti meghatározására legutóbb *Ivanenko*, *Rodicsev* és *Szokolov* dolgoztak ki használható módszert: a Fermi-statisztika segítségével kiszámolják, hány nukleon lehet egy bizonyos adott impulzusmomentum érték alatt. Rendre megvizsgálva az  $l = 0, 1, 2, \dots$  impulzusmomentum-kvantumszámokat, a hozzájuk tartozó maximális nukleon-számok éppen a tapasztalati „mágikus számok”-nak felelnek meg. A számításokhoz szükséges a maganyag sűrűségeloszlásának ismerete. Ezt a szerzők a Thomas–Fermi-modellnek a magra való alkalmazásával kapják meg. Érdekes megemlíteni, hogy nem sokkal *Ivanenko* és társai publikációja után *Born* és



Yang is ugyanezzel a kérdéssel foglalkoztak. Ők azonban a mag sűrűség-eloszlását nem exakt úton határozzák meg, hanem igen önkényesen felvett sűrűség-függvényt használnak, a így numerikus eredményeik jó egyezése a tapasztalattal korántsem reális. Meglepő, hogy ugyanekkor kritizálják Ivanenko és Rodicsev cikkét (feltűnő egyébként, hogy utóbbit két ízben is helytelenül *Polyjenn*-nek idézik) és azt állítják, hogy saját számításaik jobbak lesznek, mert kicserélődési erőket is tekintetbe fognak venni. Mindez azonban nem történt meg. (Ivanenko és Rodicsev, Dokl. Akad. Nauk, 70. 605. 1950.) R. P.

**Adatok a kozmikus sugárzás keletkezésének problémájához.** A kozmikus sugárzás eredetére vonatkozóan többféle elképzelés létezik, amelyek egymástól lényegesen eltérnek, mint a keletkezési hely, mind a gyorsító mechanizmus tekintetében. A legújabb fotoemulziós kutatások ezekre a problémákra döntő bizonyítékot nem szolgáltatottak ugyan, de egy lényeges adattal mégis bővítették ismereteinket, amelyek nehezen egyeztethetők össze az eddigi feltevésekkel. Megállapítható u. i., hogy a kozmikus sugárzás részecskéi útjukban csak egy bizonyos mennyiségű anyagon haladhattak át. Ez a mennyiség feltűnően csekély és így nem tételezhető fel az, hogy a részecskék nagy távolságban keletkeztek. A kozmikus sugárzás hatására létrejövő atommag-felbomlások két típusba sorolhatók. A már ismert „felforrási” folyamat mellett előfordul a „széjjelhasadás”-os dezintegráció is. (Lásd: A maghasadás mint általános bomlási folyamat c. jelentést.<sup>1</sup> Ilyen módon a kozmikus sugárzás részecskéinek és a kozmikus anyagnak összeütközései következtében *Li*, *Be* és *B* magok is keletkeznek egy bizonyos mennyiségben. Az eddigi fotoemulziós megfigyelések szerint olyan magasságban, ahol a légnyomás 20 gs/cm<sup>2</sup>, a *Li*, *Be* és *B* magokból álló sugárzás mintegy 20%-a az ugyanott észlelt *C*, *N* és *O* magokénak. Figyelembe véve a *Li*, *Be* és *B* keletkezési lehetőségeit a 20 gs/cm<sup>2</sup>-nél kívülebb eső levegőrétegben, extrapolálással azt kapjuk, hogy a primér kozmikus sugárzásban a százalékos arány e magok rovására még nagymértékben csökken. Ennek az a magyarázata, hogy hasadási folyamatoknál éppen ezekből a magokból sok keletkezik már a legkülsőbb légrétegben. A végső következtetés tehát az, hogy a légkörünket még el nem érő kozmikus sugárzásban a  $3 > Z > 5$  magok igen csekély mennyiségben vannak jelen. Ez nemcsak azt jelenti, hogy a sugárzás olyan anyagból ered, amelyben — mint általunk ismert anyagban mindenütt — a *Li*, *Be* és *B* magok ritkább előfordulásúak, hanem egyszersmind azt is, hogy ezeknek a magoknak keletkezésére ütközések folyamán nem volt alkalom. A kozmikus sugárzás útjában tehát

csak igen kis mennyiségű anyagon haladhatott át. Bradt és Peters (PR. 80, 943) számításai szerint azok a kozmikus részek, amelyeknél  $Z \geq 2$  és  $E_{kin}/\text{nukleon} \leq 3,5 \text{ Be V}$ , a gyorsításuk időpontja és a légkörünkbe való érkezésük pillanatát között legfőljebb  $r \geq 10^6/c$  év telt el, hol  $o$  a köbcentiméterenkénti atomok átlagos száma a sugarak útjában. Az említett kutatók a sugárzásnak a Naphól való eredetét vélik a legvalószínűbbnek, de különféle járulékos feltételek kiszabása ugyanakkor elkerülhetetlen.

Sz. T.

**Einstein új térelmélete.** Mint azt a napilapok is hírüladták, az elmúlt évben Albert Einstein új térelmélettel lépett a tudományos világ elé, melyben a gravitációs tér mellett az elektromágneses teret is a tér geometriai tulajdonságaihoz hozza kapcsolatba. A tér metrikáját meghatározó  $g_{ik}$ -komponensekre nem állítja fel a  $g_{ik} = g_{ki}$  megszorítást, mint azt az általános relativitáselmélet teszi, ez által 10 helyett 16 független komponenset kap. Így lehetővé válik, hogy az elektromágneses térerősség 6 komponensét is a térmetrika által meghatározottnak tekintse. Einstein és Infeld kutatásaiból azonban tudjuk, hogy az általános relativitáselmélet tér-egyenleteiből a részecskék mozgásegyenletei is levezethetők. (Infeld professzor erről tavaly Budapesten tartott előadásán beszámolt. Lásd az Akadémia III. Osztályának Közleményei I. kötet 1. számát.) Infeld a módszert az új elméletre is alkalmazta, azonban a várakozással ellentétben a téregyenletek nem a Lorentz-féle mozgásegyenletekre vezettek. Ezért Infeld óvatosan megállapítja, hogy ha a használt módszer helyes, akkor az új térelméletben szereplő mennyiségek Einstein által adott fizikai értelmezése módosításra szorul. (Acta Physica Polonica 1951.)

M. Gy.

**A Föld összetételének vizsgálata a kvantummechanika segítségével.** A Thomas, Fermi és Dirac által kidolgozott statisztikus atommodell alapján többen végeztek számításokat különböző elemek kubikus kristályainak sűrűségeire és rugalmas tulajdonságaira vonatkozólag egész 100 000 atmoszféráig terjedő nagy nyomásokon. Elsasser szerint ezekből 20%-nál kisebb hibával extrapolálhatunk még nagyobb, többmillió atmoszférás nyomásokra. Mivel ilyen nyomásokon az olvadáskor bekövetkező kiterjedés igen kicsiny, szerinte az eredmények nagy nyomáson levő folyadékokra is alkalmazhatók és így az elméleti eredmények összehasonlíthatók a Föld belsejének földrendéstanai úton meghatározott sajátságaival. Azt találta, hogy a Föld belsejének viszonyai összeegyeztethetők a vasra számított rugalmassági sajátságokkal, viszont összeférhetetlenek azzal az újabb elképzeléssel, mely szerint a Föld belseje nagyrészt hidrogénből áll. (Science 1951. jan. 26.)

M. Gy.

<sup>1</sup> Fiz. Szemle 1951. 3. sz.



## KÖNYVSZEMLE

### Elméleti fizikai feladatok

Írták: Békéssy András, Freud Géza, Marx György és Nagy Károly. Tankönyvkiadó, Budapest, 1951., 501 oldal.)

A könyv megjelenése fontos láncszemet jelent annak a széleskörű programnak megvalósításában, amelyet kormányzatunk az egyetemi oktatás eredményességének biztosítása és színvonalának emelése érdekében folytat. „Ma azt kívánjuk, hogy a tudomány embere biztos kézzel nyúljon minden gyakorlati problémához, az elméletet nem öncélúnak, hanem irányító útjelzőnek tekintse” — írja a könyv előszavában Novobátzky Károly professzor — és ahhoz, hogy ez a követelmény a fizika vonalán valóra váljék, az első magyarnyelvű elméleti fizikai feladatgyűjtemény bizonyára nagy mértékben fog hozzájárulni.

A mű fő célja az egyetemi elméleti fizikai előadásokkal kapcsolatos gyakorlatok számára megfelelő anyag feldolgozása. Ezért a szerzők a közel 600, részben eredeti, részben pedig a külföldi irodalom felhasználásával összeállított feladatot az egyetemi előadások tárgyköre szerint csoportosítják: a mechanika 202, az elektrodinamika 77, a relativitás-elmélet 45, a termodinamika 51, a statisztikus mechanika 43, a kvantummechanika 107, és végül az atommagfizika 37 feladatot tartalmaz. Mindegyik tárgykörön belül is a csoportosítás jól áttekinthető és általában az előadások menetéhez igazodik, úgyhogy akár a tanulmányait rendszeresen elmélyíteni kívánó hallgató, akár pedig egy szűkebb problémakörrel foglalkozó fizikus könnyen megtalálhatja az őt érdeklő feladatokat. A feladatok egyes tárgykörök szerinti elosztásának arányossága természetesen szubjektív megítélés dolga; a referáló véleménye szerint az akusztikát, különösen pedig az optikát viszonylag igen kevés (mindössze 8) példa képviseli.

Hogy az alacsonyabb évfolyamok hallgatói számára a feladatok megoldását megkönnyítsék, a szerzők a mechanika és az elektrodinamika feladatsortjai előtt a főbb tételeket és formulákat „Tudnivalók” címen összefoglalták. Ezeket a rövid összefoglalásokat a hallgatókon kívül bizonyára örömmel üdvözik majd azok a fizikusok és tanárok is, akik már régebben szerzett ismereteiket a feladatok tanulmányozásával, illetve kidolgozásával fel akarják eleveníteni. Ebből a szempontból talán kíváncsi lett volna a megfelelő „Tudnivalók”-at a többi fejezetbe is felvenni, bár a szerzők álláspontja — amely szerint az összefoglalások mellőzése a felsőbb éves hallgatóságot nagyobb önállósághoz szoktatja — szintén indokolt.

A feladatok kiválasztása legnagyobb részben igen jónak mondható. A példák gondolkodásra

készítetnek (tehát nem egyszerű „számpéldák”), az előadások anyagát sok tekintetben kiegészítik és sok foglalkozik közülük gyakorlati vonatkozású, továbbá az érdeklődés előterében álló kérdésekkel. Azokat a feladatokat, amelyek a szerzők elbírálása szerint nehezebbek, fejlettebb fizikai gondolkodást igényelnek, csillag különbözteti meg. Természetes, hogy aki feladatok megoldásával először kezd foglalkozni, az sok egyébként példát is nehezen fog találni, de a könyv gazdag anyaga lehetőséget nyújt a problémák megoldásában való készség kifejlesztésére, mindenki számára, aki nem riad vissza a kitartó munkától. Ennek fokozottabb biztosítására talán célszerű lett volna a kezdők igényeit több egyszerű példa felvetésével még jobban figyelembe venni.

A feladatok és megoldásaik megfogalmazása általában világos és szabatos, a hallgatók számára valóban mintául szolgálhat. Kár, hogy ezt nem lehet minden példáról elmondani; így a hidrodinamikai feladatok és néhány elektrodinamikai feladat megoldásának megfogalmazásánál a túlságos tömörség, illetve a megfelelő magyarázó szöveg (és írásjelek) hiánya az érthetőség rovására megy.

Reméljük, hogy ez a gazdag anyagú, túlnyomó részében mintaszerűen kidolgozott és szép kiállítású feladatgyűjtemény bőségesen meghozza majd a szerzők hatalmas és nálunk úttörő munkájának a gyümölcsét. B. Á.

**Budó Ágoston: Mechanika.** Tankönyvkiadó 1951. 370 oldal.

Igen régi hiányt pótol Fröhlich Izidor a múlt század végén megjelent mechanikája óta az első magyarnyelvű, analitikai mechanikával foglalkozó tankönyv. Különösen súlyosnak érezzük ezt a hiányt, hiszen az analitikai mechanika úgyszólván a fizikai valamennyi ága alapjának tekinthető.

Meg lehet állapítani, hogy Budó könyve alkalmas ennek a hiánynak pótlására. Noha könyve nem monográfia, hanem kifejezetten egyetemi tankönyv, szerző — helyesen — arra az álláspontra helyezkedett, nemcsak a szorosan vett egyetemi anyagot tárgyalja. Ilyen módon könyve a gyakorló fizikusnak, mérnöknek és tanárnak is igen jó szolgálatokat tesz. Stílusa egyszerű és világos, gondolatmenete logikus, a felhasznált matematikai apparátus általában nem megy túl azon, melyek az egyetemi hallgatóknak mechanikai tanulmányaik idején rendelkezésre állanak.

A könyv négy részre és egy függelékre tagozódik. Az I. rész az anyagi pont mechanikájával foglalkozik. A kinematika alapfogalmaiból kiindulva, rendszeres tárgyalással jut el a mozgó vonatkoztatási rendszerekben érvényes összefüggésekig. E részek tartalmazzák például a harmonikus rezgőmozgás részletes tárgyalását a Newton-féle axiómákat, az energiamegmaradásnak elvét, a kényszermozgást és D'Alembert



elvét. Ez után a rész után szerző speciális problémákat tárgyal az anyagi pont dinamikájából.

Kétségtelen, hogy ez a rész az egész anyag megalapozása szempontjából talán a legfontosabb. Szerző tisztában is van ezzel és nagy súlyt helyezett az itt szereplő fogalmak precíz és pontos definíciójára. Minden kérdést több oldalról megvilágít és ezáltal lehetővé teszi a kezdő számára a mechanika alapfogalmainak biztonságos kezelését. Problematikusnak talán az a módszer látszik, ahogyan szerző a Newton-féle axiómákat és különösen az erő és tömeg bevezetését tárgyalja. Itt szerző, úgy látszik, arra az álláspontra helyezkedett, hogy nem tankönyv való e fogalmak teljes problematikájának tárgyalására és nagyon keveset mond ezekről a problémákról. Ez az álláspont bizonyos szempontból jogos, bár kétségtelen, hogy még vitára fog alkalmat adni.

A II. rész a pontrendszerek mechanikájával és ennek kapcsán a mechanika elveivel foglalkozik. Az elvek közül a legfontosabbakat tárgyalja. Ennek a fejezetnek a tárgyalása is mintaszerű, világos, könnyen érthető, matematikailag precíz. Az egyes elvek alkalmazásának helyességét számos példán mutatja meg.

A III. rész a merev testek mechanikájával foglalkozik. Kiindulva a merev test kinematikájának elemeiből, a kissé szűkre szabott statikán keresztül eljutunk a merev testek mozgásegyenleteihez, az Euler-egyenletekhez. Instrukatív, speciális problémák tárgyalása egészíti ki a fejezetet.

A IV. rész deformálható testek mechanikájával foglalkozik. Az általános fogalmak bevezetése után szerző részletesen tárgyalja a Hooke-féle törvényt és annak speciális eseteit, majd az akusztikára tér át, melynek keretében kerül sor a húr és membrán rezgéseinek tárgyalására.

Az utolsó rész a hidro-dinamikával foglalkozik. Ebben a részben szerző — igen helyesen — többet ad, mint amennyit általában ilyen terjedelmű mechanikai könyvekben adni szoktak. E rész áttanulmányozása után az olvasó biztos alapot kap speciális hidrodinamikai könyvek olvasásához.

A könyvet függelék egészíti ki, mely a vektors és tenzorszámítás felhasznált tételeit ismerteti.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy Budó könyve igen komoly nyeresége a magyar fizikai irodalomnak. Ez a gondosan és amellett nagyvonalúan megírt könyv mintául szolgálhat tankönyviroink számára. Ugyancsak örömmel kell megállapítani, hogy nyomdatechnikai szempontból is haladás látszik az eddigi könyvekhez képest, ami a Tankönyvkiadó és a szerkesztő Mátrai Tibor munkáját dicséri.

Sz. G.

**N. D. Papalekszi: Fizika I.,** Tankönyvkiadó, Budapest, 1951. 496. oldal.

Egyetemi tankönyveink növekvő sokasága e könyv magyar nyelven való megjelenésével egy

kiváló szovjet munkaközösség úttörő munkája val gyarapodott. A gazdag pedagógiai tapasztalatokra támaszkodva megírt tankönyv a Szovjetunió műszaki főiskoláinak (melyek a mi műszaki egyetemeinknek felelnek meg) elsőéves hallgatói számára készült. A mi felsőoktatásunk nélkülözötte az ilyen jellegű tankönyvet. Voltak ugyan fizikai tankönyveink (Tangl, Pogány), azonban ezek részben elavultak voltak, részben pedig nem tudták a jelenségeket az elmélet és a gyakorlat kellő egységes összefogásával tárgyalni. Ezt a hiányt pótolja a most megjelent tankönyv.

A megjelent I. kötet a mechanikát, a hangerőt, hőt és a molekuláris fizikát tárgyalja.

A mechanika túlnyomórészt N. N. Andrejev munkája. Ez a rész az alapfogalmakból kiindulva logikus tárgyalásmóddal veszi sorra a mechanika legfontosabb tételeit. A fogalmak egymásutáni bevezetését mintaszerűen tekinthetjük. A felhasznált matematikai apparátus tekintélyes részét a szerző nem tételezi fel, hanem az alkalmazások keretén belül megtanítja. Ilyen módon az olvasó egész világos képet kap a matematika szerepéről a jelenségek kvantitatív leírásánál. E részben különösen szép a relatív mozgásokról szóló fejezet és az a rész, mely a folyadékok és gázok statikájával foglalkozik.

A hőt és molekuláris fizika fejezetét G. Sz. Gorelik professzor írta.

Ennek a résznek a megírásában a szerző példáját adta annak, hogy milyen módon lehet kódosítástól, miszticizmustól mentes materialista felépítésben tárgyalni a termodinamikát. A termodinamika eddigi tárgyalásaiban ugyanis a kiindulási pont kivétel nélkül a hőmérséklet (hőmérsékleti skála) *szubjektív* definíciója, továbbá olyan fogalmaknak, mint a termodinamikai egyensúly, hőmennyiség stb. *nem világos fizikai meghatározása* volt. Ennek a tankönyvnek a felépítésében a szerzőnek először sikerült a termodinamika teljesen logikus, materialista felépítését kezdők számára is hozzáférhető módon tárgyalnia. Nagyon megkönnyíti a jó megértést az, hogy az alapfogalmaknak a tisztázását a szerző általában több oldalról megvilágítja és kritika alá veszi a régi előadásmódban szükség-szerűen nem elég pontosan definiált fogalmak szerepét. Így pl. nagyon tanulságos a 353. oldalon a 16. §, melyben egy test hőmennyiségének definiálhatatlan voltát mutatja ki a szerző a fizikai oldalról magyarázza meg, hogy a hőmennyiség miért nem lehet állapotjelző, nem pedig az eddig egyedül szokásos „nem teljes differenciál” sokkal nehezebb és kevésbé instrukatív matematikai fogalmával. Hasonló pontos és részletes magyarázatot találunk a termodinamika második elvének a kifejtésében. A régi termodinamikai tankönyveknek ezen két kritikus kérdésének helyes megvilágításán kívül igen sikerültek a fázisátalakulásról szóló részek. A termodinamikai és a molekuláris-kinetikai



problémák tárgyalása végig szorosan egymásba fonódik a könyvben és ez a dialektikus tárgyalásmód sokkal előbbé, a gyakorlatban is alkalmazhatóbbá teszi a molekuláris fizikai megoldásokat a hallgató számára.

Ezen hiányt pótló könyv magyar kiadásának azonban súlyos hibái is vannak. Legfőbb hibája az, hogy nyelvezetén meglátszik, hogy fordítás: „nincs magyarul írva”. Ennek következménye, hogy nyelvileg nehézkes, a kifejezések körülményesek, erőltetettek. Sajnos, ez a hiba műszaki fordításunk egészére fennáll. Műszaki fordításainkon meglátszik, hogy a fordító magyar szavakra való „szolgai fordítást” végez, ahelyett, hogy a szépirodalmi fordításhoz hasonló módon a szöveget magyar nyelvre ültetné át. Ez nagyon érezteti a hatását, különösen egy tankönyvnél. Ilyen hibával rendelkező tankönyv elidegeníti a hallgatókat és így a tankönyv egyéb előnyeit háttérbe szorítja. Célszerű lenne, ha a második kiadásban alaposan átdolgoznák a könyvet magyar nyelvre. Több gondot kellett volna fordítani a rossz ábrák és sokszor értelemzavaró sajtóhibák és fordítási hibák kiküszöbölésére is, melyek a hallgatókat nagyon zavarják a könyv olvasásánál. Ezekre itt nem akarunk részletesen kitérni.

Ezen hibák kijavítása jövőre fizikusaink, mérnökeink és tanáraink képzésének szempontjából igen fontos. Reméljük, hogy eme értékes könyv alaposan átdolgozott új kiadása — esetleg a műszaki egyetemek szempontjait figyelembe véve a hőtan és molekuláris fizika-részt leválasztva — minél hamarabb megjelenik.

H. T. és Sz. G.

## EGYESÜLETI ÉLET

*Évadzárás, évadnyitás.* A májusi, nagy érdeklődés mellett lefolyt I. Magyar Fizikus Vándorgyűlés a Társulat 1950–51. évi munkájának betetőzését jelentette. Itt számoltak be a fizikusok az év folyamán elért eredményeikről. A Vándorgyűlés után egyszer még összegyűltek a Társulat tagjai. Az évadzáró klubestet 1951. június 26-án tartottuk meg. Ezen *Gyulai Zoltán* „Két didaktikai analógia” címmel tartott előadásában modern fizikai problémák tanításához fűzött megjegyzéseket. Az előadás után bemutattuk a Vándorgyűlésen készített keskenyfilmet valamint az ott felvett színes- és állóképeket. A klubest résztvevői ezután sétahajózáson vettek részt, ahol vacsora és tánc közben búcsúztak el egymástól.

A nyár folyamán a Társulat előadásai szüneteltek, a vezetőség azonban többször összegyűlt a felmerült problémák elintézésére. Legjelentősebb ezek közül a július 26-án tartott választmányi ülés volt, amikor az év folyamán jelentkezettek Társulatunk tagjaivá vettük fel. A felvett 65 taggal Társulatunk taglétszáma

222-ről 287-re emelkedett. A nyár folyamán lemondott Társulatunk szervező titkára, Lándori Sára kartársunk.

Az évadnyitó előadást október 1-én *Gombás Pál* tartotta „A hullámmechanika közelítő módszerei sajátértékek és sajátfüggvények meghatározására”. A nagy érdeklődéssel kísért előadással megindult a Társulat rendes munkája.

*Klubestek.* Az egyetemi és kutatóintézetekben dolgozó fizikusok számára a társulati élet súlypontját az 1951-es őszi évadban is a klubesték képezték. A következő előadásokban számoltak be a magyar fizikusok a legújabb kutatásokról és ennek kapcsán saját eredményeikről:

Október 8. *Tarján Ferenc.* Térhatású kép- és hangközvetítés fizikai követelményei és alkalmazásai.

November 5. *Valkó Iván Péter:* A haladó hullámú cső problémái.

November 12. *Komjáthy Aladár:* Rendszám, atomsúly, izotópok.

December 3. *Szamosi Géza:* A nehéz atommagok elméletéről.

Az előadásokat követő hozzászólások során a fizikusok megvitatták a hallottakat.

*Középiskolai tanárok munkája.* Társulatunk ezévben is különös gonddal foglalkozott a középiskolai fizikaoktatás problémáival. Idén is megrendeztük a Közoktatásügyi Minisztériummal és a Bolyai János Matematikai Társulattal közösen a középiskolai tanárok továbbképző előadássorozatát. Az előadások megtartására a téma legjobb ismerőit kértük fel. Az őszi előadások a következők voltak:

Október 4. *Novobátzky Károly:* A relativitáselmélet szerepe a fizikában.

November 8. *Kurutz Imre:* A repülés újabb fejlődési irányai. A gázsugárhajtású repülőgép.

December 6. *Aufjeszky László:* A légkör fizikája, ahogy ma látjuk.

Az előadásokat az elmúlt évhez viszonyítva többen látogatták, de a résztvevők a középiskolai fizikatanároknak még mindig csak kis törszét teszik ki.

Szintén a Közoktatásügyi Minisztériummal és a Bolyai János Matematikai Társulattal együttműködve Pécsen és Balatonfüreden a környező megyék pedagógusai számára konferenciát rendeztünk a kétéves továbbtanulási ciklus bezárásaként. Ennek során sor került pedagógiai és szakmai előadásokra is.

A középiskolai munkához kapcsolódik, hogy Társulatunk ezévben is megrendezte hagyományossá vált Eötvös Loránd Fizikai Tanulóversenyét. A versenyt egyidőben november 24-én öt egyetemi városban, Budapesten, Szegeden, Debrecenben, Miskolcon és Sopronban tartottuk meg.

*A szovjet klubesték.* Társulatunk ezévben is havonként szokásos klubesték keretében ismertette tagjaival a szovjet fizikusok eredményeit.



A résztvevők mindegyik előadást élénk figyelemmel kísérték, a hozzászólásokban megmutatkoztak a szovjet eredmények hazai alkalmazási lehetőségei. Az elhangzott előadások:

Október 22. *Bodó Zsolt*: Fluoreszcencia kvantumhatásfokának kalorimetrikus mérése a szovjet irodalomban.

November 29. *Náray Zsolt*: Gutenmacher: „Elektromos modellek” c. könyvének ismertetése.

December 27. *Tarnóczy Tamás*: Kimagasló szovjet ultrahang-kutatások.

*Tari László*: Anyagvizsgálat ultrahanggal szovjet kutatások alapján.

*Vidéki helyi csoportjaink munkája*. Szegedi, debreceni és veszprémi helyi csoportjainkban is számos előadás hangzott el az őszi folyamán. Az előadások során a helyi csoport tagjai által elért eredményekről való beszámolókon kívül pedagógiai kérdések megbeszélésére és a szovjet tudomány eredményeinek ismertetésére is sor került. A helyi csoportok megerősödését mutatja, hogy a helyi előadókra támaszkodva, a csoportok jó programot tudtak összeállítani. Különösen ki kell emelni azt a sikert, amelyet ezek a szervezetek a középiskolai fizikatanárok bevonása terén értek.

Jelentős fejlődést jelent Társulatunk pécsi helyi szervezetének megalakulása. Ez a pécsi vándorgyűlés egyik közvetlen eredményének tekinthető. A megalakulás a pécsi tanárkonferenciával egyidőben, november 2-án folyt le. A megnyitó beszédet *Valkó Endre*, a MTESZ főtitkára mondta. Utána *Szigeti György* tartott előadást „A fizikai szerepe egy iparág fejlődésében” címmel. A helyi csoport elnökéül *Jeges Károly* főiskolai tanár kartársat választotta meg.

*A mértékügyi bizottság munkája*. Több helyről felmerült igénynek eleget téve, a Társulat munkabizottságot alakított a fizikában használatos mértékrendszerek körül hazánkban felmerült problémák megtárgyalására. Munkája során véleményt nyilvánított a középiskolai tankönyvben használandó mértékegységek ügyében. November 26-án a Társulat ankétot rendezett a Gauss-féle cgs- és a Giorgi-féle MKS-rendszer használatának kérdéséről. *Boros János* referátumát élénk, két óra hosszát tartó vita követte. A Magyar Tudományos Akadémiai Műszaki Osztályának rendezésében Társulatunk képviselőjét felkérték, hogy az Akadémiai Nagyhét ezzel foglalkozó előadására hivatalos hozzászólót küldjön ki, aki ismerteti a fizikusok véleményét. A felkérést elfogadtuk.



Ára: 6,— Ft

Előfizetés  $\frac{1}{2}$  évre: 10,— Ft

***A Közoktatásügyi Kiadóvállalat  
eddig megjelent legfontosabb könyvei:***

	Fűzve
Csada—Csekő—Jeges—Öveges: Fizikai kísérletek és eszközök .....	25,—
A középiskolai matematikatanítás kérdési .....	6,—
Voroncev Veljaminov: Csillagászat .....	14,—
A természettudományos gondolkodásmód megalapozása az iskolában .....	1,50
A szovjet falusi iskola .....	2,—
V. M. Bragyisz: A középiskolai matematikatanítás módszertana .....	26,—
Bakusinszkij: A középiskolai fizikai kísérletek megszervezése .....	9,—
Voblij: A tudományos munka megszervezése .....	10,—
Az oktatástan alapelveiről .....	2,50
Známenszkij: Fizikai példatár .....	10,—
Gorjacskin: Fizikai módszertan I. ....	23,50

BESZEREZHETŐK BUDAPESTEN

A „MAKARENKÓ” KÖNYVESBOLTBAN,

Vidéken: az állami könyvesboltokban

---

Szerkesztőség: Budapest V., Reáltanoda-u. 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távfeszélő: 187—428.

Felelős kiadó: a Közoktatásügyi Kiadóvállalat igazgatója

Kiadóhivatal: Közoktatásügyi Kiadóvállalat, Budapest V., Szalay-u. 10—14. — Távfeszélő: 122—044

Magyar Nemzeti Bank egyszámlaszám 71.878.252-49

Előfizetés, reklamáció és árusítás: V., Szalay-u. 10—14. — Távfeszélő: 123—145.

---

5014 — Egyetemi Nyomda, Budapest — (F.; Erdős László.) Nyomott pld. 1150. — 21-35